

STAT

საბჭოთაეთის სსრ მეცნიერებათა აკადემია  
 А К А Д Е М И Я Н А У К Г Р У З И Н С К О Й С С Р

აბასტუმანის ასტროფიზიკური მზისკვატორია  
 ათა ყანობილი

## ბ ი უ ლ ე ტ ე ნ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
 ГОРА КАНОВИЛИ

## Б Ю Л Л Е Т Е Н Ь

14

В. Б. НИКОНОВ

ОПЫТ ПОСТРОЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО КАТАЛОГА  
 ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ ЗВЕЗД  
 СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ В8 И В9

1953

საბჭოთაეთის სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა

თბილისი

Тбилиси

STAT

STAT

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია  
А К А Д Е М И Я Н А У К Г Р У З И Н С К О Й С С Р

აბასთუმანის ასტროფიზიკური მზისმკვლევართა  
გთა შტაბი

ბ ი უ ლ ე ტ ე ნ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
ГОРА КАНОБИЛИ

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ь

14

В. Б. НИКОНОВ

ОПЫТ ПОСТРОЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО КАТАЛОГА  
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ ЗВЕЗД  
СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ В8 И В9

1953

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა

თბილისი

Тбилиси

## Введение

Изучение избирательного поглощения света межзвездной материей, расположенной в близких к Солнцу областях Галактики, есть, по нашему мнению, одно из наиболее обещающих применений электроколориметрии в звездной астрономии. Именно для этих областей, где эффект поглощения еще весьма незначителен, можно надеяться использовать со временем все преимущества высокой точности фотоэлектрического метода.

Отметим некоторые первоочередные задачи, связанные с изучением избирательного поглощения в близких к нам районах Галактики. Большой интерес представляет окончательное выяснение вопроса о наличии, наряду с облаками поглощающей материи, непрерывного пылевого слоя, концентрирующегося к галактической плоскости. В связи с этим весьма желательно выявление областей, совершенно свободных от поглощения, что наиболее просто осуществляется из изучения избирательного поглощения. Сопоставление избытков цвета звезд, расположенных на различных расстояниях, но в одном и том же направлении, дает возможность изучать пространственную структуру пылевой межзвездной материи. Отметим также проблему выяснения реальной структуры облаков Млечного Пути, тесно связанную с вопросом о корреляции избытков цвета звезд, расположенных в низких галактических широтах, с поверхностной яркостью окружающего их фона Млечного Пути.

Для решения перечисленных выше задач, как и многих других, возникающих при изучении избирательного поглощения света межзвездной материей, необходимо получение возможно более точных значений избытков цвета для соответствующих категорий звезд.

При этом совершенно очевидно, что применение фотоэлектрического метода требует, чтобы все величины, определяющие избирательное поглощение (цветовые эквиваленты, истинные цвета звезд и абсолютные величины) определялись с соответствующей высокой точностью. Только в этом случае применение электрофотометрии будет полноценным и окажется возможным подойти к тому идеальному положению вещей, когда из каждого индивидуального наблюдения звезды мы сможем получать значение избирательного поглощения для данного направления и данного расстояния.

С методической точки зрения рассматриваемая проблема распадается на две—фотометрическую и спектроскопическую—проблемы. К первой относится определение цветовых эквивалентов звезд, освобожденных от влияния земной атмосферы, но отягощенных эффектом поглощения в межзвездной среде. Ко второй—нахождение спектральных критериев, определяющих истинные, не отягощенные межзвездным поглощением цветовые эквиваленты, а также абсолютные величины звезд.

Следует признать, что до настоящего времени положение с обеими частями проблемы не может считаться вполне удовлетворительным. Существующие каталоги фотоэлектрических цветовых эквивалентов Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [98, 99], Стеббинса и Уитфорда [100, 102], Холла [68], Беннета [49], Ботлингера [50], Бекера [48], Элви [58], Элви и Мелина [59], Гюссов [67], Шилта и Джексона [91], а также и Эггена [57] не могут рассматриваться как полностью удовлетворяющие тем требованиям, которые должны предъявляться в настоящее время к каталогам подобного рода<sup>1</sup>. Большинство перечисленных каталогов основывается на применении средних значений для ослабления света в земной атмосфере (в лучшем случае средних за ночь), либо в них не учитывается избирательность этого ослабления. Эти обстоятельства, а также сами методы построения указанных каталогов, охватывающих значительные области неба (например, наблюдение звезд только у меридиана, как это имело место в работах Стеббинса и его сотрудников), не обеспечивают нормальной фотоэлектрической точности для результата наблюдений, а также таят в себе опасность внесения в него систематических ошибок. Последствия могут быть обусловлены, в частности, сезонными изменениями прозрачности атмосферы. Подобные систематические ошибки могут сделать несравнимыми результаты, полученные для различных участков Млечного Пути и привести, например, к систематическим искажениям в получающемся распределении поглощающей материи по галактической долготе.

Еще менее удовлетворительно положение с определением истинных цветовых эквивалентов и абсолютных величин. Здесь предстоит значительная работа не только по построению соответствующих каталогов спектральных параметров, однозначно определяющих истинные цвета звезд, но и детальная разработка необходимых спектральных критериев. Для этого в свою очередь необходимо получение возможно более точных каталогов внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд, расположенных в областях, по возможности свободных от влияния межзвездного поглощения и, в частности, для близких звезд, расположенных в высоких галактических широтах.

<sup>1</sup> Мы не касаемся здесь значительного числа появившихся в последнее время каталогов звездных величин и цветовых эквивалентов для звезд, расположенных в небольших избранных областях неба (Северный полярный ряд, избранные площадки Каптейна, гарвардские площадки, открытые скопления), а именно каталогов Стеббинса, Уитфорда и Джонсона [103], Крона и Линн Смита [15], Эггена [56], Джонсона и Моргана [72]. Все эти каталоги являются по существу дифференциальными.



Настоящая работа посвящена решению первой, фотометрической части проблемы. Мы ставим здесь своей задачей опыт построения возможно более точного «фундаментального» каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов. Под фундаментальным фотометрическим каталогом мы понимаем каталог цветовых эквивалентов или блеска звезд, приведенных к внешней границе земной атмосферы на основании мгновенных значений для ослабления света, определяемых непосредственно из наблюдений.

Исходя из задачи получения наблюдательного материала, который должен послужить для изучения сравнительно близких районов Галактики, мы остановили выбор на звездах спектральных типов В8 и В9, ограничившись звездами до 7.5 фотографической величины, что являлось практическим пределом для электроколориметрической аппаратуры, имевшейся в нашем распоряжении к началу настоящей работы (1940 г.). Устанавливая программу наблюдений, мы ограничились звездами, лежащими в галактическом поясе  $\pm 20^\circ$  по широте с галактическими долготами, ограниченными склонением  $-24^\circ$  в области галактического центра и долготой, равной  $180^\circ$  в области антицентра. Лишь несколько звезд с долготами большими  $180^\circ$  также вошли в программу наблюдений. Для получения нормальных цветовых эквивалентов<sup>1</sup> звезд В8—В9 были взяты все звезды этих типов ярче или равные  $6^m.0$  с галактической широтой ( $b$ ), большей по абсолютной величине, чем  $30^\circ$  при условии, что их склонение превышает  $-24^\circ$ . Были взяты также звезды В8 — В9 до  $5^m.5$  в зоне  $20^\circ < |b| < 30^\circ$  при том же условии относительно их склонений. Всего наша программа содержала 852 звезды в основном галактическом поясе и 137 звезд, расположенных на больших галактических широтах. Звезды были выбраны из каталога HD, но затем ревизованы на основании карточного каталога Государственного астрономического института имени Штернберга (ГАИШ).

Звезды нашей программы по своему среднему пространственному положению непосредственно примыкают к звездам, содержащимся в электроколориметрическом каталоге Стеббинса, Хатффера и Уитфорда [99]. Как известно, этот каталог включает все звезды спектральных типов 0—В5 до  $7^m.5$  визуальной величины со склонениями  $\geq -15^\circ$ , а также, практически, все звезды 0—В2 до предела HD со склонениями большими  $-40^\circ$ , равно как некоторые звезды сверхгиганты и отдельные звезды более поздних спектральных подтипов. Каталог Стеббинса, Хатффера и Уитфорда охватывает, в среднем, более далекие от Солнца области Галактики, чем настоящее исследование. Оба каталога в совокупности должны дать возможность исследовать избирательное поглощение на расстояниях от ста до нескольких тысяч парсек от Солнца.

<sup>1</sup> Под нормальным цветовым эквивалентом мы понимаем среднее значение для истинных цветовых эквивалентов звезд определенного спектрального типа.

В настоящей работе основное внимание сосредоточено на построении фундаментального электроколориметрического каталога. Применение полученного наблюдательного материала к изучению избирательного поглощения света в Галактике носит лишь иллюстративный характер. Полноценное использование настоящего каталога—дело будущего, когда будут определены спектральные характеристики для всех наблюдаемых нами звезд, позволяющие с достаточной точностью находить их истинные цвета и индивидуальные расстояния. Работа по накоплению необходимого для этого спектроскопического материала уже начата Р. А. Барта на Абастуманской обсерватории [2].

Излагая методическую сторону настоящей работы мы весьма подробно останавливаемся не только на чрезвычайно важном вопросе об учете влияния ослабления света в земной атмосфере, но и на детальном описании примененной аппаратуры и ее исследовании. Мы считаем это вполне целесообразным несмотря на то, что фотоэлектрическая часть фотометра, состоящая из газополного фотоэлемента и усилителя постоянного тока, весьма современная в момент начала работы, в настоящее время устарела. Однако при переходе от этой системы фотометра к наиболее современной, в которой применяется фотоумножитель с упрощенным усилителем постоянного тока [24], конструкция электрофотометра в своих основных, главнейших чертах остается неизменной. Описываемая методика исследования аппаратуры полностью применима и к приборам нового типа. Это и обосновывает целесообразность принятого нами детального характера изложения методической части настоящей работы<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Постановлением Президиума Академии наук СССР от 15 декабря 1950 года за настоящую работу В. Б. Никонову присуждена премия имени Ф. А. Бредихина.

*Прим. редактора*

## ГЛАВА ПЕРВАЯ

## АППАРАТУРА

## § I. Общая схема электрофотометрической установки

Прежде чем приступить к детальному рассмотрению применявшейся нами аппаратуры, дадим предварительное, весьма краткое ее описание которое послужит для первоначальной ориентировки в дальнейшем изложении.

В качестве питающей системы для электрофотометра мы использовали 33-см рефлектор, сконструированный Н. Г. Пономаревым и построенный в Астрономическом институте в Ленинграде (1932 г.). Этот прибор имеет две сменные системы—Ньютона и Нэсмита. Основные данные последней приведены в Таблице I.

Таблица I

Диаметр параболического зеркала . . . . .	330 мм
Главный фокус . . . . .	1650 "
Эквивалентный фокус . . . . .	5000 "
Светосила . . . . .	$\frac{1}{13}$
Масштаб . . . . .	41"/мм
Рабочая площадь параболического зеркала с учетом экранировки гиперболическим зеркалом	776 см <sup>2</sup>

Рефлектор установлен на вилке. Конструкция его весьма жестка и надежна. Необходимо однако отметить два досадных дефекта в изготовлении прибора, которые несколько ограничивают возможность использования этого, прекрасного во всех остальных отношениях, рефлектора. Первый—это довольно значительная неперпендикулярность оптической оси главного зеркала к оси склонения, неустраняемая имеющимися для этого коррекционными винтами, что исключает возможность наблюдения околополярных звезд и, в частности, звезд Северного полярного ряда. Второй—это дефект часового хода рефлектора. При обработке часового круга он был слишком сильно расточен, а затем наварен. Это имело следствием то, что в течение первых лет первоклассно нарезанный часовой круг несколько повело. В результате рефлектор обладает не вполне удовлетворительным часовым ходом, что неизбежно ограничивает наименьший размер диафрагмы поля электрофотометра.

Настоящая работа была начата весной 1940 года с посеребренными зеркалами, которые были алюминированы поздней осенью 1940 года.

Примененный для выполнения настоящей работы звездный электрофотометр был разработан нами совместно с П. Г. Куликовским и построен в Астрономическом институте в Ленинграде в 1937 году [22].

В дальнейшем в этот фотометр был внесен ряд небольших усовершенствований, необходимость которых выяснялась в процессе текущей эксплуатации прибора.

Электрофотометр установлен в Нэсмитовском фокусе рефлектора (рис. 1). В фокальной плоскости последнего помещаются сменные диафрагмы, ограничивающие фотометрируемый участок неба. Прошедший через диафрагму световой поток проектируется на слой фотоэлемента специальной линзой, дающей на фотокатоде изображение параболического зеркала рефлектора, освещенного фотометрируемым объектом.

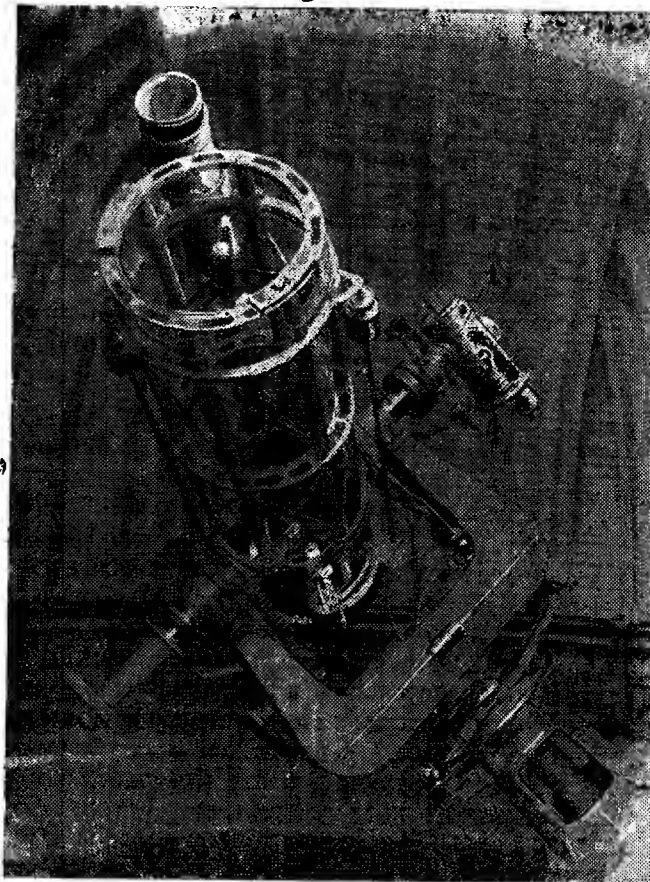


Рис. 1

Посредством вспомогательной оптической системы фотоэлемент может освещаться «искусственной звездой» — радиолуминесцентным фотометрическим стандартом.

Для колориметрических работ имеются светофильтры; для ослабления блеска ярких звезд предусмотрена возможность использования нейтральных фильтров.

Фототоки измеряются по методу постоянного отклонения высокочувствительным зеркальным гальванометром, после предварительного усиления в одноламповом компенсационном усилителе постоянного тока.

Основные элементы прибора—фотоэлемент, усилительная лампа и входное сопротивление усилителя замонтированы на съемном дне цилиндрического корпуса фотометра ((1) на рис. 1). Корпус крепится на окулярной части—оси склонения рефлектора (2) посредством переходной части (3), несущей сменные диафрагмы, затвор, светофильтры, нейтральные фильтры, фотометрический стандарт, а также контрольную трубку (4), служащую для контроля наводки на измеряемый объект (сама наводка осуществляется при помощи 10-см гида рефлектора, снабженного позиционным микрометром).

Воздух в корпусе электрофотометра может откачиваться до давлений порядка сотых долей мм, что необходимо для устранения помех в усилителе, возникающих от сырости и атмосферной ионизации. Остальные элементы фотометра—гальванометр, реостатная схема усилителя, контрольные приборы, а также аккумуляторы и батареи расположены в нижнем помещении башни рефлектора. Они соединяются с корпусом фотометра высокоизолированными и тщательно экранированными проводами (5), проходящими через полую часовую ось рефлектора.

Управление прибором осуществляется двумя наблюдателями, из которых один оперирует у рефлектора, а другой, находясь в нижнем помещении, управляет электромагнитным затвором фотометра, регулирует работу усилителя, ведет отсчеты гальванометра и запись наблюдений.

В заключение вводного параграфа приведем таблицу II, во второй графе которой даны значения освещенности ( $E$ ) от звезд различных величин ( $m$ ), вычисленные по формуле:

$$\log E = -0.4(m + 14^m2)$$

Эта формула дает значение логарифма освещенности  $E$  в люксах от находящейся в зените звезды с визуальной величиной  $m$  для места наблюдения расположенного на уровне моря, при средних условиях прозрачности атмосферы [61].

Таблица II

$m$	$E$ в люксах	$\Phi$ в люменах	$m$	$E$ в люксах	$\Phi$ в люменах
0	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	7	$3.4 \cdot 10^{-9}$	$1.7 \cdot 10^{-10}$
1	$8.5 \cdot 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^{-8}$	8	1.3	$6.7 \cdot 10^{-11}$
2	3.4	1.7	9	$5.4 \cdot 10^{-10}$	2.8
3	1.3	$6.7 \cdot 10^{-9}$	10	2.1	1.0
4	$5.4 \cdot 10^{-8}$	2.8	11	$8.5 \cdot 10^{-11}$	$4.4 \cdot 10^{-12}$
5	2.1	1.0	12	3.4	1.7
6	$8.5 \cdot 10^{-9}$	$4.4 \cdot 10^{-10}$	13	1.3	$6.7 \cdot 10^{-13}$

В третьей графе таблицы приведены значения световых потоков ( $\Phi$ ) для 33-см рефлектора—с учетом лишь рабочей площади параболического зеркала (см. таблицу I), при суммарном коэффициенте отражения от трех алюминированных зеркал, равном 0.66 (см. ниже).

## § 2. Выбор фотоэлемента

Фотоэлемент является основой всякой электрофотометрической установки. Его выбор предопределяет цветовую систему, проникающую способность фотометра и наиболее подходящий тип измерительной аппаратуры.

Фотоэлемент, предназначенный для звездной электрофотометрии, должен удовлетворять весьма высоким требованиям в отношении чувствительности, строгой пропорциональности фототока действующим световым потокам, отсутствия утомления и низкого уровня помех.

При измерении предельно слабых световых потоков, наряду с требованием большой общей чувствительности (являющимся основным для технических фотоэлементов), как главнейшее требование выдвигается максимальное уменьшение помех—флюктуаций темнового тока. Поэтому чувствительность фотоэлемента, предназначенного для измерения малых световых потоков должна характеризоваться не только его общей, но и полезной чувствительностями. И только в случае идеального фотоэлемента, у которого совершенно отсутствует темновой ток, общая чувствительность полностью определяет и полезную. Это будет показано ниже.

Общую чувствительность фотоэлемента, которую целесообразно выражать в амперах на ватт и которая исчерпывающе характеризуется абсолютной спектральной чувствительностью, весьма неудачно принято выражать в микроамперах на люмен (мкА/лм). Ввиду различий абсолютных спектральных чувствительностей глаза  $v_\lambda(\lambda)$  и фотоэлемента— $\varphi_\lambda(\lambda)$ , подобная характеристика  $\Sigma(T)$ , определяемая уравнением:

$$\Sigma(T) = \frac{\int \varphi_\lambda(\lambda) I(\lambda, T) d\lambda}{\int v_\lambda(\lambda) I(\lambda, T) d\lambda}, \quad (1)$$

в сильнейшей степени зависит от «цвета люмена», т. е. цветовой температуры источника света  $T$  или вообще от спектрального состава измеряемого светового потока. Очевидно, что эта зависимость будет совершенно различна для различных фотоэлементов. Поэтому в астрофизике приходится пересчитывать общую чувствительность, даваемую обычно для лампы накаливания с цветовой температурой  $T=2800^\circ$ , на чувствительность соответствующую распределению энергии в спектре звезд  $I(\lambda, T_{eff})$ , которое, как известно, отнюдь не соответствует формуле Планка (см. ниже). Этот пересчет выполняется по очевидной формуле

$$\Sigma(T_{eff}) = \frac{B(T_{eff})}{B(T)} \cdot \Sigma(T), \quad (2)$$

где, как мы помним,  $\Sigma(T)$  есть общая чувствительность в мкА/лм для цветовой температуры  $T$ , а  $B(T)$  и  $B(T_{eff})$  определяются соотноше-

ниями:

$$B(T) = \frac{\int \varphi(\lambda) I(\lambda, T) d\lambda}{\int v(\lambda) I(\lambda, T) d\lambda} \text{ и } B(T_{eff}) = \frac{\int \varphi(\lambda) I(\lambda, T_{eff}) d\lambda}{\int v(\lambda) I(\lambda, T_{eff}) d\lambda}. \quad (3)$$

Здесь  $v(\lambda)$  и  $\varphi(\lambda)$  уже относительные спектральные чувствительности глаза и фотоэлемента. Таким образом, для пересчета общей чувствительности фотоэлемента на любое распределение энергии необходимо знать его относительную спектральную чувствительность.

Общая чувствительность позволяет рассчитывать фототок, получаемый от звезды определенной величины. Полезная же чувствительность должна характеризовать тот минимальный световой поток, который может быть измерен с данным фотоэлементом при условии, что измерительная схема идеальна и не вносит никаких помех.

Нам кажется целесообразным условиться определять полезную чувствительность фотоэлемента величиной

$$\Sigma_{\pi} = \frac{1}{\Phi_{\min}} \cdot 10^{-9}, \quad (4)$$

где  $\Phi_{\min}$  — есть тот минимальный световой поток (в люменах), который еще измерим с данным фотоэлементом со средней ошибкой в  $2\frac{1}{2}\%$  ( $\cong 0.025$ ), при четырех отсчетах по 15 секунд каждый<sup>1</sup>. Точность  $\pm 0.025$  является, по нашему мнению, той минимальной точностью, ниже которой нет смысла идти при электрофотометрических наблюдениях.

Очевидно, что полезная чувствительность будет численно тем больше, чем меньше минимальный световой поток, измеримый с данным фотоэлементом.

Основными помехами, ограничивающими полезную чувствительность фотоэлемента, являются флуктуации фотоэмиссии и темнового тока (их дробовой эффект). В условиях астрономических наблюдений, когда один отсчет занимает несколько секунд, влияние дробового эффекта фотоэмиссии начинает сказываться лишь при очень малых световых потоках.

Как известно, теория дробового эффекта [5] дает для флуктуаций фототока  $\delta i$  выражение

$$\delta i = \sqrt{\frac{\bar{i}e}{\tau}}, \quad (5)$$

где  $\bar{i}$  есть среднее значение фототока,  $e$  — заряд электрона, равный  $1.59 \cdot 10^{-19}$  кул., а  $\tau$  — некоторая величина размерности времени, имеющая различные значения в зависимости от применяемого метода измерения фототока. Если измерения ведутся по методу зарядки (методу накопления заряда), то  $\tau$  есть время, в течении которого производится это накопление. Если же наблюдения ведутся методом постоянного отклонения с помощью усилителя постоянного тока (см. ниже), то  $\tau$  равняется

<sup>1</sup> Множитель  $10^{-9}$  вводится из соображений получения удобных числовых значений для полезной чувствительности (см. ниже).

постоянной времени усилителя  $RC$ , определяющей время, необходимое для установления окончательного отсчета измерительного прибора [79].

Флюктуация  $\delta i$  по своему определению формально соответствует средней ошибке одного измерения среднего значения фототока  $\bar{i}$ , которая получилась бы в результате ряда последовательных и идеально точных измерений флюктуирующего тока  $i$ . В случае  $n$  измерений (отсчетов) будем, следовательно, иметь следующее выражение для средней ошибки результата, т. е. средней ошибки определения среднего значения тока  $\bar{i}$ :

$$\varepsilon_0 = \frac{\delta i}{\bar{i}} = \sqrt{\frac{e}{n\tau \bar{i}}}, \quad (6)$$

а для относительной точности измерений:

$$\nu = \frac{\varepsilon_0}{\bar{i}} = \sqrt{\frac{e}{n\tau \bar{i}^2}}. \quad (7)$$

Отсюда видим, что задание некоторой определенной точности измерений  $\nu$ , при заданных значениях  $\tau$  и  $n$  полностью определяет минимальную величину фототока  $i_{\min}$  еще измеримого с этой точностью:

$$i_{\min} = \frac{e}{n\tau \nu^2}. \quad (8)$$

При принятых нами выше условиях ( $\nu = 2.5\%$ , времени отсчета 15 сек, чему соответствует  $RC = 2$  сек (см. ниже) и при  $n = 4$ )

$$i_{\min} = 3.2 \cdot 10^{-17} \text{ а}. \quad (9)$$

Зная минимальный измеримый фототок, немедленно находим соответствующий ему минимальный же измеримый световой поток:

$$\Phi_{\min} = \frac{i_{\min}}{\Sigma(T_{eff})} \cdot 10^6 = \frac{320}{\Sigma(T_{eff})} \cdot 10^{-13} \text{ лм} \quad (10)$$

и значение для полезной чувствительности:

$$\Sigma_n = 31 \Sigma(T_{eff}), \quad (11)$$

где, как мы помним,  $\Sigma(T_{eff})$  выражается в мка/лм.

Поскольку при выводе формул (9)—(11) мы ограничились учетом эффекта только от естественных флюктуаций фототока и пренебрегли влиянием флюктуаций темнового тока, то эти формулы справедливы лишь для идеального фотоэлемента. Из последней формулы видим, что полезная чувствительность идеального фотоэлемента пропорциональна его общей чувствительности и полностью определяется последней. Для идеального вакуумного фотоэлемента понятие полезной чувствительности совпадает, очевидно, с понятием полезной чувствительности фотоэмиссии.

Для такого фотоэлемента с общей чувствительностью около 30 мка/лм минимальный измеримый световой поток будет равен около  $1 \cdot 10^{-13}$  лм, а значение полезной чувствительности — порядка тысячи. Исходя из этого мы и ввели в формуле (4) множитель  $10^{-9}$ , что равносильно измерению световых потоков в ноналюменах (миллимикр люменах).



Формула (11) показывает сколь велика полезная чувствительность идеального вакуумного фотоэлемента. Исходя из данных таблицы II, дающей значения световых потоков от звезд для 33-см рефлектора, мы видим, что с подобным фотоэлементом при его общей чувствительности  $\Sigma(T_{eff}) = 100$  мка/лм (легко достигаемой с сурьмяно-цезиевыми фотоэлементами) мы могли бы пойти даже на таком скромном инструменте до звезд  $\sim 14^m$  (при идеальной измерительной схеме, конечно).

К сожалению, помимо естественных флюктуаций фотоэмиссии есть еще одна помеха, неизбежно существующая у реальных фотоэлементов. Это—флюктуации темнового тока, которые в большинстве случаев играют основную роль в ограничении полезной чувствительности фотоэлемента. Основными причинами темнового тока являются несовершенная изоляция электродов фотоэлемента и термоионная эмиссия фотокатода при обычных температурах.

Несовершенство изоляции может складываться из ряда явлений: поверхностной и объемной проводимости колбы фотоэлемента, наличия тончайшей пленки щелочного металла, осевшей на внутренней поверхности колбы в процессе изготовления фотоэлемента, и, наконец, проводимости газа в случае газополного фотоэлемента. С несовершенством изоляции можно успешно бороться обычными средствами: введением охранных колец на внешней и внутренней поверхности фотоэлемента, а иногда и сквозных—сваренных со стеклом колбы, применением кварца в качестве материала для последней и т. д. Затруднения с изоляцией могут возникнуть лишь при использовании фотоэлементов, конструкция которых не предусматривает их применения к измерению предельно малых световых потоков. Но, к сожалению, именно с такого рода фотоэлементами приходится иметь дело в большинстве случаев практической работы.

Термоионная эмиссия может достигать значительной величины у некоторых типов фотокатодов и, в частности, у кислородно-цезиевых. Правда, применением соответствующей технологии изготовления можно добиться значительной депрессии термоионной эмиссии и повышения полезной чувствительности этих фотоэлементов [6]. Это подтверждается на примере кислородно-цезиевых фотоэлементов, разработанных С. Ю. Лукьяновым [42] и примененных Н. Н. Павловым для регистрации звездных прохождений [27], а нами для астрофотометрических работ [18]. Незначительные темновые токи этих фотоэлементов ( $\sim 10^{-15}$ — $10^{-14}$  а) позволили работать с ними без охлаждения, применявшегося при астрономическом использовании фотоэлементов этого рода [102], [68], [49], [74], [101]. Интересно отметить, что в США к заключению о возможности получения и использования кислородно-цезиевых фотоэлементов с пониженной термоионной эмиссией пришли лишь в 1946 году [76], через десять лет после того, как это было установлено и нашло практическое применение у нас в Союзе. Но и при использовании подобных, весьма совершенных, кислородно-цезиевых фотоэлементов их термоионные темновые токи могут существенно превышать фототоки от слабых звезд.

Дробовой эффект термоионной эмиссии определяется той же формулой (5), что и для фотоэмиссии; только здесь вместо  $i$  войдет  $i_t$ —среднее значение термоионного тока. Беря отношение флюктуаций тер-

термоионного тока  $\delta i_t$  и фототока  $\delta i$ , находим немедленно:

$$\delta i_t = \sqrt{\frac{\bar{i}_t}{\bar{i}}} \delta i. \quad (12)$$

Таким образом термоионная эмиссия только тогда не ухудшает полезной чувствительности фотоэлемента, если  $\bar{i}_t \ll \bar{i}$ . Действительно, суммарная флюктуация, определяемая флюктуациями фото- и термо-эмиссии ( $\delta j$ ) будет равна:

$$\delta j = \sqrt{1 + \frac{\bar{i}_t}{\bar{i}}} \delta i, \quad (13)$$

поскольку

$$\delta j = \delta(i + i_t) = \sqrt{\frac{e(\bar{i} + \bar{i}_t)}{\tau}}$$

и, следовательно,

$$\delta j = \sqrt{\delta i^2 + \delta i_t^2}.$$

При измерении фототока по методу постоянного отклонения, отсчитывается разность токов  $(i + i_t)$  и  $i_t$ , отягченных флюктуациями  $\delta j$  и  $\delta i$  соответственно. Флюктуация этой разности будет равна:

$$\delta j' = \sqrt{\delta i_t^2 + \delta j^2}.$$

Согласно (12) и (13):

$$\delta j' = \sqrt{1 + 2\frac{\bar{i}_t}{\bar{i}}} \delta i$$

и, следовательно, точность измерений

$$\nu = \frac{\delta j'}{\bar{i}} = \sqrt{1 + 2\frac{\bar{i}_t}{\bar{i}}} \frac{\delta i}{\bar{i}} = \sqrt{1 + 2\frac{\bar{i}_t}{\bar{i}}} \cdot \sqrt{\frac{e}{\bar{i}\tau n}} \quad (14)$$

Найдем теперь выражения для минимального измеримого тока, а затем и минимально измеримого светового потока при наличии термоионного темнового тока. Решая (14) относительно  $\bar{i}$  и вводя, как и раньше,  $i_{\min}$  для обозначения минимально измеримого фототока и деального фотоэлемента:

$$i_{\min} = \frac{e}{\tau n \nu^2}$$

находим, что минимально измеримый фототок, при наличии термоионного темнового тока, будет равен:

$$i_{\min, \tau} = \frac{1}{2} i_{\min} \left\{ 1 + \sqrt{1 + 8\frac{\bar{i}_t}{i_{\min}}} \right\}.$$

Если отношение  $\bar{i}_t/i_{\min}$  обозначим через  $k$  и учтем, что в большинстве практических случаев не только  $k$ , но и  $\sqrt{k} \gg 1$ , получаем приближен-

ное выражение:

$$i_{\text{мин, т}} \cong 1.4 \sqrt{k} \cdot i_{\text{мин}} \cong 1.4 \sqrt{i_{\text{т}} \cdot i_{\text{мин}}}$$

или согласно (9):

$$i_{\text{мин, т}} \cong 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{i_{\text{т}}} \quad (15)$$

Это и есть искомое выражение для минимально измеримого тока фотоэлемента при наличии темнового термоионного тока.

Отсюда, согласно (10), находим выражение для минимально измеримого светового потока:

$$\Phi_{\text{мин, т}} \cong \frac{8 \cdot 10^{-3} \sqrt{i_{\text{т}}}}{\Sigma(T_{\text{эф}})} \quad (16)$$

Учитывая, что в хороших, обычно применяемых в астрофотометрии фотоэлементах темновой ток имеет значение порядка  $10^{-16} \text{ а}$ , видим, что минимально измеримый световой поток будет в этом случае равен  $2.5 \cdot 10^{-12} \text{ лм}$  (при  $\Sigma(T_{\text{эф}}) = 100 \text{ мка/лм}$ ), что соответствует звезде  $11^{\text{м}5}$  на 33-см рефлекторе.

Для полезной чувствительности получаем согласно (4):

$$\Sigma_{\text{п, т}} \cong \frac{1.2}{\sqrt{i_{\text{т}}}} \Sigma(T_{\text{эф}}) \cong 10^{-7} \cong \frac{1}{\sqrt{i_{\text{т}}}} \cdot \Sigma(T_{\text{эф}}) \cdot 10^{-7} \quad (17)$$

Таким образом, при наличии термоионного темнового тока полезная чувствительность фотоэлемента определяется уже не только его общей чувствительностью, но и величиной темнового тока (в конечном счете — флуктуациями последнего).

Из сопоставления формул (17) и (11) видим какую существенную роль в понижении полезной чувствительности фотоэлемента играет термоионная эмиссия. Действительно, для отношения полезных чувствительностей фотоэлементов, один из которых обладает термоионной эмиссией, а другой — идеален, имеем выражение:

$$\frac{\Sigma_{\text{п}}}{\Sigma_{\text{п, т}}} \cong 3 \sqrt{i_{\text{т}}} 10^8 \quad (18)$$

Отсюда видим, что для темнового тока  $\sim 10^{-15} \text{ а}$  понижение полезной чувствительности составляет около двух с половиной звездных величин, как это видно и из непосредственного сопоставления результатов, полученных на основании формул (11) и (17).

В хорошо сконструированном фотоэлементе темновой ток в основном определяется термоионной эмиссией; токи утечки таких фотоэлементов бывают незначительны и весьма стабильны. Если же флуктуациями темнового тока утечки пренебречь нельзя, то, поскольку они весьма неправильны и не могут быть представлены каким либо аналитическим выражением, полезную чувствительность для этого случая приходится определять из наблюдений. Для этого экспериментально, в рабочих условиях, определяется значение флуктуации темнового тока  $\delta i_{\text{т}}$ , как среднее квадратичное отклонение.

Согласно определению полезной чувствительности фотоэлемента, пользуясь формулами (4), (8) и (11), получаем:

$$\Phi_{\text{мин}} = \sqrt{\frac{2}{n}} \frac{\delta i_y}{\nu \cdot \Sigma(T_{\text{eff}})} \cdot 10^6 \quad (19)$$

и

$$\Sigma_{\text{п, y}} = \sqrt{\frac{n}{2}} \frac{\nu \cdot \Sigma(T_{\text{eff}})}{\delta i_y} 10^{-15}. \quad (20)$$

Множитель  $\sqrt{2}$  появился в этих формулах на том основании, что при измерении фототока берется разность двух отсчетов, каждый из которых отягощен средней ошибкой  $\delta i_y$ , а множитель  $\sqrt{n}$  — потому, что берется среднее из  $n$  отсчетов.

Все приведенные выше рассуждения относятся к вакуумным фотоэлементам. В астрофотометрической же практике, в подавляющем большинстве случаев приходится иметь дело с газополными фотоэлементами (мы не касаемся сейчас широко вошедших в астрофотометрию фотоумножителей).

Обозначая через  $\kappa$  коэффициент характеризующий относительное возрастание флюктуаций при применении газового усиления (за счет ударной ионизации и т. п. [4]<sup>1</sup>), можем написать следующее выражение: для флюктуаций фототока в случае применения газового усиления:

$$\delta i_r = \kappa F \delta i. \quad (21)$$

Здесь  $\delta i$ , как и ранее, флюктуация фотоэмиссии, а  $F$  — коэффициент газового усиления.

Исходя из (21), имеем для относительной точности измерений следующее выражение

$$\nu_r = \frac{\delta i_r}{i_r} = \frac{\kappa F \delta i}{i_r} = \kappa \nu,$$

т. е., как это и непосредственно очевидно, относительная флюктуация растет пропорционально  $\kappa$ .

Не представляет труда показать, что в этом случае вместо формул (15) и (16) будем иметь следующие:

$$i_{\text{мин, г, т}} = \kappa \cdot 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{i_{\text{т, г}} F}, \quad (22)$$

$$\Phi_{\text{мин, г, т}} = \kappa \cdot 8 \cdot 10^{-3} \sqrt{i_{\text{т, г}} F} \cdot \frac{1}{\Sigma(T_{\text{eff}})}, \quad (23)$$

где  $i_{\text{т, г}}$  есть уже усиленный темновой ток.

Еще одним существенным недостатком фотоэлементов, который может отразиться на точности измерений, а при отсутствии необходимых предосторожностей, может привести и к систематическим ошибкам, является неравномерность в распределении чувствительности по поверх-

<sup>1</sup> Как показал Штейнке [104], при небольших коэффициентах газового усиления оно не вносит сколько нибудь заметных дополнительных флюктуаций и можно полагать  $\approx 1$ .

ности фотокатода. Как известно [14], колебания чувствительности различных точек катода могут достигать 50 и даже более процентов (см. также § 7).

Отсюда вытекает основной принцип электрофотометрии: при сравнении блеска или цвета различных источников излучения всегда должны освещаться одни и те же части поверхности фотокатода. Это с неизбежностью требует применения в электрофотометрических установках оптической схемы «выходного зрачка» (см. § 4).

К моменту начала настоящей работы (1940 г.) имелись три типа фотоэлементов, пригодных для астрофотометрических применений<sup>1</sup>. Это были: калийные гидрированные фотоэлементы, наиболее широко применявшиеся в то время; кислородно-цезиевые фотоэлементы, применявшиеся Холлом [68], Беннетом [49], Кроном [74] и нами [18] для электрофотометрии в инфракрасной области спектра; наконец, сурьмяно-цезиевые фотоэлементы, разработка которых была проведена почти исключительно у нас в Советском Союзе [4], [10]. Первые опыты астрономического применения сурьмяно-цезиевых фотоэлементов были осуществлены Горлихом и Мейером [63], но не получили у них дальнейшего развития. Регулярное применение этого типа фотоэлементов в астрономии было начато у нас в Союзе: Н. Н. Павловым — для регистрации звездных прохождений [27] и нами, как для электрофотометрии, так и для электроколориметрии [18]. В настоящее время сурьмяно-цезиевые фотокатоды получили широчайшее распространение в астрономии и технике.

Сурьмяно-цезиевые фотоэлементы имеют решительное преимущество перед всеми другими типами фотоэлементов с внешним фотоэффектом в отношении общей чувствительности. Они обладают также достаточно широкой спектральной чувствительностью, простирающейся от 650  $m\mu$  вплоть до границы пропускания земной атмосферы [38] (см. также рис. 22).

Термоионная эмиссия сурьмяно-цезиевых фотокатодов весьма незначительна. Как показал на основании специальных, весьма тщательных измерений С. Прилежаев [30], работа выхода термоэлектронов с чистого сурьмяно-цезиевого фотокатода, не очувствленного кислородом, оказалась равной 1.30 вольта. В соответствии с этим значением Прилежаев нашел следующие константы формулы Ричардсона, дающей величину термоионного тока с квадратного сантиметра поверхности фотокатода:

$$\log i_T = -0.50 + 2 \log T - \frac{6540^\circ}{T}.$$

Отсюда для температуры катода, равной  $T = 293^\circ K$  ( $20^\circ C$ ), находим  $i_T = 1.7 \cdot 10^{-18}$  а/см<sup>2</sup> или для фотоэлемента с поверхностью фотокатода в 5 см<sup>2</sup>  $i_T = 8.5 \cdot 10^{-18}$  а  $\cong 1 \cdot 10^{-17}$  а.

<sup>1</sup> Фотоумножители, которые в настоящее время широко применяются в астрофизике, в то время еще не были достаточно совершенны для измерения слабейших световых потоков.

2. პასუხების ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

Однако, для встречающихся на практике сурьмяно-цезиевых фотоэлементов и фотоумножителей термоионная эмиссия их катодов оказывается значительно большей, чем это следует из данных Прилежаева. Согласно Энгстрему [60], термоионная эмиссия сурьмяно-цезиевого фотокатода фотоумножителя имеет порядок  $5 \cdot 10^{-15} \text{ а/см}^2$ . Это сходится по порядку величины со значениями, получавшимися нами для фотоэлементов и фотоумножителей, как с очувствленными, так и не очувствленными кислородом фотокатодами ( $\sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ а/см}^2$ ). Столь существенные расхождения с данными Прилежаева (более чем на два порядка) дают, повидимому, указание на возможное вредное влияние загрязнений при изготовлении фотокатодов. Это дает надежду на возможность получения сурьмяно-цезиевых фотоэлементов и фотоумножителей с рекордно малыми значениями термоионных темновых токов. Таким образом можно надеяться, что правильно сконструированный в отношении устранения утечек и безукоризненно изготовленный сурьмяно-цезиевый фотоэлемент может дать полезную чувствительность, близкую к полезной чувствительности фотоэмиссии (идеального фотоэлемента).

Как известно, сурьмяно-цезиевые фотоэлементы обладают рядом особенностей и показывают ряд таких явлений, как например, отсутствие насыщения вольтамперных характеристик. Истинная природа этих явлений еще не может считаться окончательно установленной, хотя, повидимому, источником этих явлений является большое (продольное) сопротивление фотокатода. Все это относится, однако, к фотоэлементам без металлической подложки. Покрытие фотоэлементов с подложкой является совершенно нормальным. Поскольку нами используются фотоэлементы последнего типа, то мы не станем останавливаться на разборе свойств сурьмяно-цезиевых фотоэлементов без подложки, отсылая интересующихся к специальной литературе [10].

Известным недостатком сурьмяно-цезиевых фотоэлементов является то, что они не допускают применения больших газовых усиления. Это объясняется значительной электронной эмиссией под действием ионной бомбардировки, характерной для сурьмяно-цезиевых фотокатодов. Отсюда ясно почему нет той разительной разницы в чувствительности между газополными сурьмяно-цезиевыми и калийными фотоэлементами, какая наблюдается между вакуумными фотоэлементами этих типов.

Резюмируем свойства сурьмяно-цезиевых фотоэлементов. Большая общая чувствительность этих фотоэлементов, достигающая для газополных—нескольких сотен мка/лм,—наряду с малой термоионной эмиссией, позволяет рассчитывать на получение рекордных значений полезной чувствительности при правильной конструкции фотоэлемента. Достаточно широкая спектральная чувствительность делает сурьмяно-цезиевые фотоэлементы весьма пригодными и для колориметрических работ, позволяя получать широкую систему цветовых эквивалентов. Сурьмяно-цезиевые фотоэлементы во всех отношениях превосходят гидрированные калийные фотоэлементы.

Кислородно-цезиевые фотоэлементы, уступающие сурьмяно-цезиевым, как в отношении общей, так и полезной чувствительности, сохраняют,

однако, свое значение для работ в красной и инфракрасной областях спектра.

Исходя из всех изложенных соображений и, особенно, из возможности получения большой широты цветовой системы, мы и остановились на сурьмяно-цезиевых фотоэлементах.

Нами были применены газополные сурьмяно-цезиевые фотоэлементы на никелевой подложке разработанные С. Ю. Лукьяновым и Н. Н. Лушевой в электровакуумной лаборатории Ленинградского института кино-инженеров. В данном типе сурьмяно-цезиевого фотоэлемента — не представляющем собой специальной конструкции, предназначенной для измерения предельно малых световых потоков — не были приняты все необходимые меры для устранения утечки между электродами; в частности нет внутреннего охранного кольца. Поэтому наличие следов цезия на внутренних стенках колбы влечет за собой существование у некоторых фотоэлементов этого типа довольно значительного темнового тока утечки.

Промер темновых токов ряда сурьмяно-цезиевых фотоэлементов данного типа, выполненный нами в свое время на электрометрической установке в астрофизической лаборатории Астрономического института Академии наук СССР, показал, что темновые токи этих фотоэлементов лежат в пределах  $10^{-15} - 10^{-13}$  а, сильно различаясь от экземпляра к экземпляру.

Для выполнения настоящей работы мы использовали два газополных сурьмяно-цезиевых фотоэлемента. С первым из них — малого габарита «ФЭЛ-1» — как мы его обозначаем — мы вели наблюдения с весны 1940 г. по I.X.1943 г. С середины августа 1943 г. этот фотоэлемент стал показывать явления неустойчивости, сопровождавшиеся падением общей чувствительности, причину которых установить не удалось. С I.X.1943 г. он был заменен фотоэлементом большего габарита «ФЭЛ-2», который и использовался вплоть до окончания настоящей работы.

Поскольку основная система нашего каталога, к которой редуцировались все остальные наблюдения, была получена с этим последним фотоэлементом, мы приведем результаты и методику определения всех его основных параметров. Однако изложение этого исследования мы относим значительно дальше — перед главой об исследовании всего электрофотометра в целом. Это представляется целесообразным из соображений большей ясности изложения.

### § 3. Измерительная схема

Правильный выбор схемы измерения фототока является очень ответственной задачей при конструировании звездного электрофотометра. Хорошая измерительная схема должна полностью использовать все возможности, даваемые фотоэлементом, исчерпывая всю его полезную чувствительность. В противном случае мы необоснованно уменьшим проникающую способность электрофотометра, ограничив ее в наиболее важной области слабых звезд.

Достаточно одного взгляда на последнюю графу таблицы II, чтобы убедиться в том, что в звездной электрофотометрии при применении газополного фотоэлемента могут быть использованы только электрометрические методы.

В то время (1935—36 г.), когда мы конструировали электрофотометр, с которым была выполнена настоящая работа, перед нами стоял выбор лишь между электрометром Линдемана [80] и электронным электрометром—усилителем постоянного тока<sup>1</sup>. Мы сразу и безоговорочно остановились на последнем, исходя из следующих соображений. Вольтовая чувствительность, выраженная в делениях шкалы измеряющего прибора на единицу подведенного напряжения, гораздо выше у усилителя, чем у электрометра Линдемана. В условиях астрономических наблюдений вольтовая чувствительность последнего редко может быть сделана большей чем 100—200 дел/в. Такая малая чувствительность неизбежно требует применения метода зарядки. Вольтовая же чувствительность усилителя может быть с успехом доведена до значений в 20000 дел/в и выше. Это позволяет применять метод постоянного отклонения, гораздо более простой, удобный и более свободный от субъективных ошибок. Несмотря на меньшую чувствительность этого метода, усилитель дает с ним выигрыш порядка  $10^5$  по сравнению с электрометром Линдемана, несмотря на работу с последним по более чувствительному методу зарядки. Это—решающее преимущество. Некоторым преимуществом усилителя является также возможность применения фоторегистрации отсчетов, что окончательно исключает всякий элемент влияния субъективизма наблюдателя. Недостатком усилителя является несколько более медленная работа с ним [106]. Учитывая весь процесс наблюдения, включая и время перехода от звезды к звезде, потеря в скорости наблюдений при применении усилителя может быть оценена порядка 30%. Но это относится к его предельной чувствительности. Для более ярких звезд работа усилителя может быть значительно ускорена использованием меньших входных сопротивлений, при условии применения достаточно короткопериодического гальванометра (см. ниже). Таким образом, для звезд одинаковой яркости электрометр не имеет уже преимущества и в этом отношении. В некоторых электрометрических лампах иногда используется нелинейная часть их характеристики. Это может послужить источником возникновения ошибки шкалы при фотометрических, и уравнения яркости—при колориметрических наблюдениях, но, как мы показываем ниже при подробном рассмотрении этого вопроса, вносимые ошибки невелики и легко учитываются. При ограничении значений подводимых к усилителю напряжений, применяя например сменные входные сопротивления, эти поправки можно попросту держать меньше заданной величины. Наконец остается возможность работать с усилителем компенсационным методом, что полностью

<sup>1</sup> Наиболее совершенный тип электрометра — электрометр Гоффмана [69] — не мог быть нами использован, поскольку 33-см рефлектор не имеет необходимой для этого оптической системы Кудэ.



исключает влияние нелинейности характеристики для любых значений подводимого потенциала. Существенным недостатком усилителя, при работе с которым обычно применяется метод постоянного отклонения, является то обстоятельство, что мерцание звезд вызывает более или менее значительные флуктуации отброса измерительного прибора, затрудняющие измерения и понижающие их точность. При применении метода зарядки эти флуктуации интегрируются. Правда, при наличии фотоэлемента с очень малым темновым током, с усилителем также применим метод зарядки [49], что дает кроме того дополнительное повышение чувствительности аппаратуры. Но работа с усилителем по этому методу значительно сложнее чем с обычным электрометром, поскольку в этом случае требуется весьма тщательная компенсация сеточного тока лампы. Перечисленным и ограничиваются недостатки усилителя.

Электростатистическая защита и заземление должны быть одинаково надежны в обоих случаях. Требования к темновому току фотоэлемента примерно одинаковы несмотря на большую проникающую способность усилителя. Обращение с усилителем несколько не сложнее, а условия работы с ним значительно удобнее: наблюдения могут вестись в светлом, более теплом помещении, неподвижно и удобно сидящим наблюдателем. Но все же главным преимуществом усилителя является существенно большая его чувствительность.

Мы остановились на одноламповой компенсационной схеме Пенника [88], в которой устраняются помехи от флуктуаций и постепенного разряжения питающей батареи. Принципиальная схема этого усилителя приведена на рис. 2<sup>1</sup>. Особенностью ее является наличие одной единственной батареи  $V_0$  (12—14 в), питающей все элементы схемы. Гальванометр  $G$  включен в мостик, образуемый, с одной стороны, сопротивлениями цепи анода  $R_a$  и сетки пространственного заряда  $R_s$  а с другой — внутренними сопротивлениями лампы: нить накала-анод и нить накала-сетка пространственного заряда. Падение напряжения на сопротивлении  $R_1$  при прохождении через него тока  $i = i_f + i_a + i_s$  обеспечивает необходимое смещение на управляющей сетке. Аналогично, падения напряжения на сопротивлениях  $R_2$  и  $R_2 - R'_2$  обеспечивают подачу напряжения на анод и сетку пространственного заряда.

Расчет усилителя, т. е. всех его сопротивлений, а также необходимого напряжения питающей батареи совершенно элементарен. Этот расчет достаточно провести для усилителя, собранного по схеме рис. 3, т. е. для случая когда  $R'_2 = 0$ . Определение значения  $R'_2$ , соответствующего компенсации усилителя к изменениям напряжения питающей батареи, производится, затем, чисто опытным путем.

Нам заданы нормальные рабочие значения напряжений  $v_g, v_a, v_s$  и тока накала  $i_f$ ; для этих значений измеряются анодный и сеточный токи  $i_a$  и  $i_s$  соответственно, а также напряжение накала  $v_f$ . Значение  $R_s$  (или  $R_a$ ) может быть выбрано произвольно. Обычно его берут по-

<sup>1</sup> Как здесь, так и в дальнейшем мы считаем положительным направление электронного тока.

рядка 5—10 килоом. Необходимо определить  $v_0$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  и  $R_a$ . Это делается в следующей последовательности:

откуда

$$v_s = v_f + R_2 i_f - i_s R_s,$$

$$R_2 = \frac{v_s + i_s R_s - v_f}{i_f};$$

$$-v_g = (i_f + i_a + i_s) R_1,$$

откуда

$$R_1 = \frac{-v_g}{i_f + i_a + i_s};$$

$$v_0 = -v_g + R_2 i_f + v_f + v_s,$$

где  $v_s$  напряжение одного элемента батареи  $v_0$ .

$$v_a = v_f + R_2 i_f - i_a R_a,$$

откуда

$$R_a = \frac{v_f + R_2 i_f - v_a}{i_a}; \quad R_s = \frac{v_s}{i_f + i_a + i_k}.$$

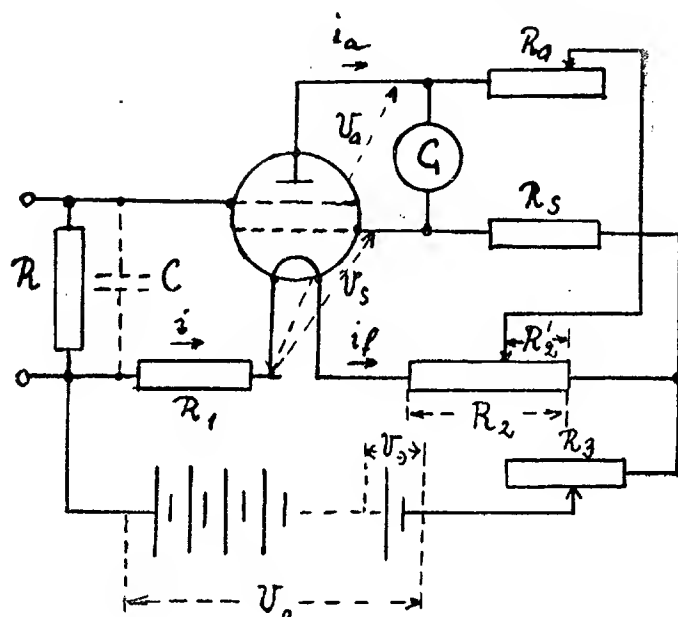


Рис. 2

Надо найти теперь такое значение  $R'_2$ , при котором  $di_G/dv_0 = 0$ , т. е. когда при изменении тока накала в некоторых небольших пределах ( $\sim 2-3$  ма) ток в гальванометре будет оставаться неизменным. Это и будет означать наличие компенсации схемы по отношению к изменениям напряжения питающей батареи  $v_0$ .

Собрав согласно произведенного расчета схему с  $R'_2 = 0$ , будем иметь  $i_G = 0$ . Если значения поставленных сопротивлений не вполне строго соответствуют расчету, то гальванометр приводится на нуль небольшим изменением анодного сопротивления  $R_a$ . После этого, уменьшив при помощи реостата  $R_s$  ток накала на небольшую величину  $\sim 3$  ма, отсчитываем соответствующее изменение тока гальванометра  $\Delta i_{G1}$ . Вернувшись к нормальному значению накала, введем некоторое сопротивление  $R'_2$ , хотя бы согласно схеме рис. 2. Приводим снова гальванометр на нуль изменяя значение  $R_a$ . Уменьшая ток накала точно на ту же самую, что и раньше, величину  $\Delta i_f$ , отсчитываем изменение тока в гальванометре  $\Delta i_{G2}$ . Легко видеть, что если  $\Delta i_{G2}$  отличается по знаку от  $\Delta i_{G1}$ , то надо уменьшить  $R'_2$ ; если же  $\Delta i_{G2}$  того же знака что и  $\Delta i_{G1}$  и  $\Delta i_{G2} < \Delta i_{G1}$ , то необходимо увеличить  $R'_2$ ; если же  $\Delta i_{G2}$  и  $\Delta i_{G1}$  одного знака, но  $\Delta i_{G2} > \Delta i_{G1}$ , то необходимо перейти к другой схеме, включив  $R'_2$  в цепь сетки пространственного заряда и уже для этой схемы найти такое значение  $R'_2$ , при котором изменение накала усилителя не изменит тока в гальванометре.

Некоторым недостатком подобных мостиковых компенсационных схем является несколько меньшая их крутизна по сравнению с обычной схемой усиления постоянного тока с отдельными источниками питания. Это происходит из за обратной связи через сопротивление  $R_1$  по которому протекает не только ток накала  $i_f$ , но и меняющийся при работе усилителя катодный ток  $i_k = i_a + i_s$ . Наличие этой обратной связи является, с другой стороны, благоприятным фактором, улучшающим прямолинейность характеристики и несколько улучшающим стабильность усилителя.

Найдем выражение для крутизны усилителя

$$S_G = \frac{di_G}{dv_g},$$

ограничиваясь рассмотрением случая когда  $R'_2 = 0$  (рис. 3).

Сначала находим выражение для тока, текущего через гальванометр. На основании принципа суперпозиции токов имеем:

$$\begin{aligned} i_a &= i_{aG} + i_{a1}, \\ i_s &= i_{sG} + i_{s1}; \end{aligned}$$

кроме того

$$\begin{aligned} R_a i_{a1} &= (R_G + R_s) i_{aG}, \\ R_s i_{s1} &= (R_G + R_a) i_{sG}, \end{aligned}$$

откуда

$$i_G = i_{aG} - i_{sG} = \frac{R_a i_a - R_s i_s}{R_G + R_a + R_s} \quad (24)$$

и, следовательно, крутизна усилителя будет равна:

$$S_G = \frac{di_G}{dv_g} = \frac{R_a di_a/dv_g - R_s di_s/dv_g}{R_G + R_a + R_s}, \quad (25)$$

где символом  $\delta v_g$  мы обозначили подведенное к усилителю внешнее напряжение.

Для получения окончательного выражения для  $S_G$  необходимо выразить значения производных  $di_a/\delta v_g$  и  $di_s/\delta v_g$  через параметры усилителя.

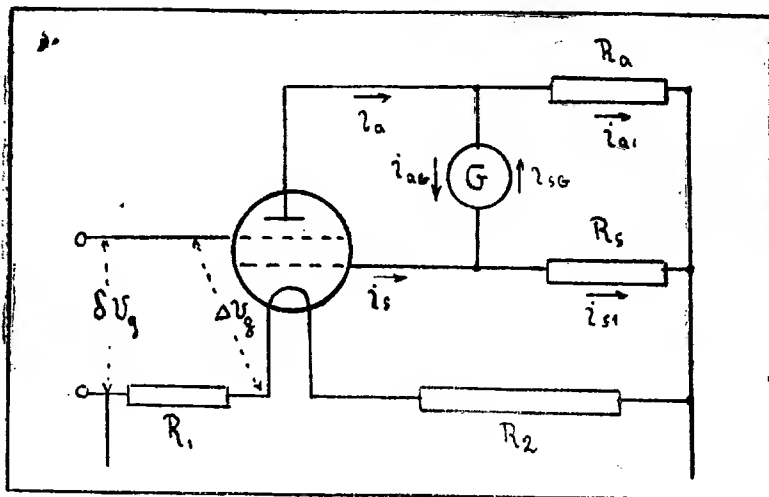


Рис. 3

Полный дифференциал изменения анодного тока равен очевидно

$$di_a = \frac{\partial i_a}{\partial v_g} dv_g + \frac{\partial i_a}{\partial v_a} dv_a = S_a dv_g + \frac{1}{R_{ia}} dv_a, \quad (26)$$

где  $dv_g$  есть полное изменение напряжения на управляющей сетке,  $S_a$ —статистическая крутизна анодной характеристики, а  $R_{ia}$ —внутреннее анодное сопротивление лампы.

Поскольку

$$dv_a = -R'_a di_a,$$

где

$$R'_a = \frac{(R_g + R_s) R_a}{R_g + R_s + R_a}, \quad (27)$$

то согласно (26):

$$di_a = \frac{R_{ia} S_a}{R'_a + R_{ia}} dv_g = S'_a dv_g, \quad (28)$$

где

$$S'_a = \frac{R_{ia}}{R'_a + R_{ia}} S_a \quad (29)$$

есть, как известно, динамическая крутизна анодной характеристики.

Совершенно аналогично находим:

$$di_s = S'_s dv_g, \quad (30)$$

где

$$S'_s = \frac{R_{is}}{R'_s + R_{is}} S_s \quad (31)$$

— динамическая крутизна характеристики сетки пространственного заряда.

В формулу (28) входит полное изменение напряжения на управляющей сетке  $dv_g$ , складывающееся из подведенного к сетке напряжения  $\delta v$  и падения напряжения на сопротивлении  $R_1$  при изменении катодного тока

$$di_k = di_a + di_s, \quad (32)$$

вызванного  $\delta v_g$  (действие обратной связи):

$$dv_g = \delta v_g - R_1 di_k. \quad (33)$$

Подставляя в формулу (28) выражения (30), (32) и (33) и решая полученное уравнение относительно  $di_a/\delta v_g$  находим:

$$di_a/\delta v_g = \frac{S'_a}{1 + R_1(S'_a + S'_s)}.$$

Аналогично:

$$di_s/\delta v_g = \frac{S'_s}{1 + R_1(S'_a + S'_s)}.$$

Подставляя найденные значения производных в (25), получаем искомое выражение для крутизны усилителя:

$$S_G = \frac{S'_a R_a + S'_s R_s}{[1 + R_1(S'_a + S'_s)][R_G + R_a + R_s]}, \quad (34)$$

из которого наглядно видно влияние обратной связи, уменьшающее при положительном значении суммы  $S'_a + S'_s$  (что соответствует отрицательной обратной связи) крутизну усилителя.

Крутизна усилителя оказывается также тем меньшей, чем больше сопротивление применяемого гальванометра. Это последнее обстоятельство необходимо иметь в виду рассчитывая изменения чувствительности усилителя при шунтировании гальванометра.

Вычисленные по формуле (34) значения крутизны  $S_G$  оказываются для примененных нами электрометрических ламп на 30% меньше анодной крутизны  $S_a$ , что прекрасно согласуется с результатами непосредственных измерений.

Указанный недостаток компенсационной схемы вполне окупается ее прекрасной стабильностью, дополнительно улучшаемой наличием отрицательной обратной связи, на что уже указывалось выше.

Внешние помехи, вызывающие нестабильность усилителя, как например, влияние внешних электромагнитных и электростатических полей, сырости, а также атмосферных ионов, достигающих сетки лампы, устраняются тщательнейшей экранировкой всего усилителя, а также откачкой

той части прибора, которая содержит фотоэлемент, электрометрическую лампу и ее сеточную цепь. Необходимо также оборудовать искрогасителями все источники искр, расположенные недалеко от фотометра.

Поскольку фотоэлементы, которыми мы располагали для выполнения настоящей работы, обладали довольно значительными темновыми токами, нам не было смысла применять метод зарядки и мы естественно, остановились на методе постоянного отклонения. При работе по этому методу в цепь фотоэлемента, последовательно с ним, вводится большое сопротивление  $R$  (см. рис. 4, на котором дана схема всей фотоэлектрической части установки). Падение напряжения на этом сопротивлении ( $\Delta v_g$ ),

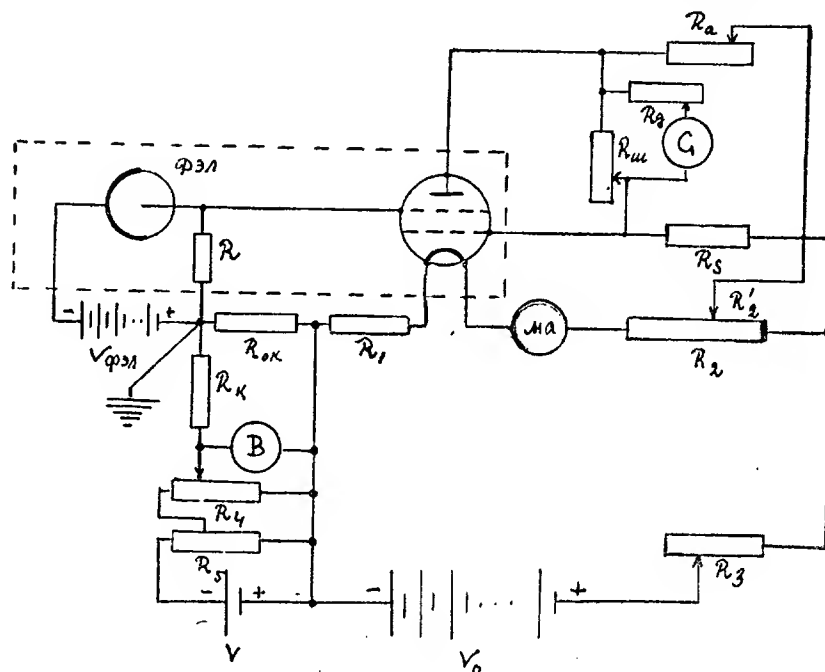


Рис. 4

возникающее при изменении фототока  $\Delta i$ , подводится к усилителю и вызывает изменение тока гальванометра  $\Delta i_G$ . Пренебрегая совершенно ничтожными изменениями сеточного тока ( $\sim 10^{-16}a$ ) при изменении напряжения на сетке лампы на весьма малую величину  $\Delta v_g$  имеем:

$$\Delta i_G = S_G \Delta v_g = R S_G \Delta i, \quad (35)$$

где  $S_G$ , как и раньше, обозначает крутизну усилителя, даваемую формулой (34). Крутизна  $S_G$  для различных типов электрометрических ламп колеблется в пределах 20—80 мка/в.

Токовое усиление, даваемое усилителем постоянного тока, равняется на основании (35):

$$n_i = \frac{\Delta i_G}{\Delta i} = RS_G \quad (36)$$

т. е. пропорционально крутизне усилителя и величине большого сопротивления, включаемого в цепь фотоэлемента. Увеличение коэффициента токового усиления возможно, следовательно, либо за счет повышения крутизны усилителя, либо за счет увеличения сопротивления  $R$ . К сожалению, необходимость очень сильного понижения сеточного тока в электрометрических лампах значительно уменьшает и их крутизну—почти на два порядка по сравнению с обычными усилительными радиолампами; а это соответственно понижает и крутизну усилителя  $S_G$ . Неограниченное увеличение усиления за счет повышения сопротивления  $R$  также невозможно, поскольку это влечет за собой увеличение постоянной времени усилителя  $\tau$ . Эта последняя величина равна произведению  $RC$ , где  $C$  емкость входа усилителя, т. е. фотоэлемента, лампы и соединяющих их проводов [41]. Постоянная времени определяет время установления стационарного режима в усилителе после мгновенного изменения освещения фотоэлемента. Действительно, после мгновенной подачи напряжения  $v_0$  на вход усилителя, нарастание напряжения на сетке лампы будет происходить постепенно, согласно закону

$$v = v_0 (1 - e^{-t/RC}), \quad (37)$$

а спадание напряжения после мгновенного выключения напряжения— в соответствии с формулой

$$v = v_0 e^{-t/RC} \quad (38)$$

Как видно из этих выражений, окончательное значение потенциала устанавливается с точностью до 0,1% через промежуток времени  $t \cong 7RC$ . Очевидно, что при периоде включенного в усилитель гальванометра меньшем, чем  $7RC$ , время его установки будет практически определяться постоянной времени.

Емкость входа усилителя  $C$  обычно имеет порядок  $10^{-11}$  фарад. Таким образом при  $R$ , равном  $2.5 \cdot 10^{11}$  ом время отсчета гальванометра не превзойдет еще 20 сек. Обычно  $R$  берется порядка  $5 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{11}$  ом, что дает при крутизне усилителя в 30 мка/в токовое усиление порядка  $1.5 - 3.0 \cdot 10^6$  раз. Дальнейшее повышение токовой чувствительности требует уже нейтрализации входной емкости усилителя [77, 71, 53].

Раньше чем обратиться к детальному рассмотрению нашего усилителя, остановимся на некоторых свойствах усилителей постоянного тока, имеющих принципиальное значение.

Мы отмечали уже выше, что внешние помехи могут быть устранены соответствующими защитными мерами. Но и по устранении внешних помех остаются неизбежные помехи от флуктуаций напряжения в большом

сопротивлении  $R$  (эффект Джонсона), дробового эффекта анодного тока и тока сетки пространственного заряда электрометрической лампы, а также эффекта мерцания термоэмиссии ее катода. Не останавливаясь на рассмотрении всех этих хорошо известных и изученных эффектов [5], укажем только, что они приводят к результирующим флуктуациям в выходной цепи усилителя нашего типа, эквивалентным флуктуациям на управляющей сетке ( $\delta v_g$ ) порядка нескольких десятков микровольт, в среднем около  $3 \cdot 10^{-5}$  в [81]. Подчеркнем, что это последнее значение дает лишь грубую оценку порядка рассматриваемых «эквивалентных флуктуаций», величина которых зависит от периода применяемого гальванометра, убывая с его возрастанием.

Величина эквивалентных флуктуаций определяет как минимальное напряжение, еще измеримое с данным усилителем, так и его максимальную полезную чувствительность, итти выше которой не имеет никакого смысла [41].

Под минимальным измеримым напряжением мы понимаем величину

$$v_{\min} = 20 \delta v_g, \quad (39)$$

определяемую из тех соображений, чтобы при четырехкратном измерении потенциала  $v_{\min}$  (нормальное число измерений в обычном электрофотометрическом наблюдении) средняя ошибка одного наблюдения величины  $v_{\min}$  составляла бы  $0.5 \delta v_g$  или  $2.5\%$  от  $v_{\min}$  [ $\approx 0.025$ ], что является наименьшей допустимой точностью электрофотометрических измерений для наиболее слабых звезд и что находится в соответствии с определением полезной чувствительности фотоэлемента в § 2.

Под полезной вольтовой чувствительностью усилителя  $\sigma_{в, п}$  измеряемой в делениях на вольт, мы понимаем такое значение вольтовой чувствительности, при котором эквивалентные флуктуации  $\delta v_g$  соответствуют одному делению шкалы гальванометра. Согласно этому определению:

$$\sigma_{в, п} = \frac{\delta n}{\delta v_g} = \frac{1}{\delta v_g}. \quad (40)$$

Как легко видеть, дальнейшее увеличение вольтовой чувствительности усилителя

$$\sigma_{в} = S_G \sigma_G,$$

(где  $S_G$  — крутизна усилителя в мка/в, а  $\sigma_G$  — чувствительность гальванометра в дел/мка), легко осуществимое посредством повышения чувствительности гальванометра, не имеет никакого смысла. При увеличении отброса будет пропорционально увеличиваться и неточность его отсчета. Кроме того, при больших флуктуациях показаний гальванометра ( $\delta n > 1$  дел) сильно затрудняется и сам процесс отсчета его показаний.

Посмотрим какой порядок имеют  $v_{\min}$  и  $\sigma_{в, п}$  при значении  $v_g = 3 \cdot 10^{-5}$  в.



Для минимального измеримого напряжения находим

$$v_{\min} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ в},$$

что, при сопротивлении  $R$ , равном  $1 \cdot 10^{11}$  ом, соответствует минимальному измеримому току  $6 \cdot 10^{-15}$  а. Из сопоставления этого значения, ограничиваемого усилителем, с минимально измеримым фототоком, ограничиваемым естественными флуктуациями термоионного темнового тока (формула (15)), видно, что рассматриваемый тип усилителя не может исчерпать всей полезной чувствительности наилучших типов фотоэлементов. Это справедливо не только по отношению к рекордным экземплярам фотоэлементов, у которых темновые токи падают до значений  $\sim 10^{-17}$  а [96], но и по отношению к обычным хорошим фотоэлементам, применяемого в астрофотометрии типа, у которых термоионные темновые токи имеют порядок  $10^{-15} - 10^{-14}$  а. Как видно из формулы (15), минимальные измеримые фототоки будут в этом случае равны  $2 \cdot 10^{-16} - 8 \cdot 10^{-16}$  а. Для полноценного использования подобных фотоэлементов необходимо применение специальных измерительных схем с высокой полезной чувствительностью [71].

Отметим в связи с этим, что применяемые в современных звездных электрофотометрах фотоумножители обладают настолько значительным внутренним усилением фототока, что в сочетании с ними можно пользоваться весьма незначительным внешним усилением, не вносящим никаких дополнительных помех. В этом случае измерительная схема позволяет исчерпать полностью всю полезную чувствительность фотоумножителя, которая в хороших типах умножителей лишь незначительно меньше полезной чувствительности их фотокатода. В этом и лежит причина большей проникающей способности современной аппаратуры, применяющей фотоумножители, а не газополные фотоэлементы в сочетании с усилителями постоянного тока обычного типа.

Для максимальной полезной вольтовой чувствительности усилителя получаем, при  $\delta v_g = 3 \cdot 10^{-5}$  в:

$$\sigma_{в, п} = 33\,000 \text{ дел/в.}$$

Отсюда видно, что когда, как например К р о н о м [74], указывалось значение вольтовой чувствительности усилителя в 168000 дел/в при  $\delta v_g \sim 4 \cdot 10^{-5}$  в, то такое указание могло привести только к дезориентировке, совершенно не характеризую по существу данного усилителя, для которого, исходя из указанного значения для флуктуаций, находим:

$$\sigma_{в, п} = 25000 \text{ дел/в.}$$

Является совершенно очевидным, что при чувствительности в 168000 дел/в электрофотометр с подобным усилителем практически никогда работать не будет, а если и будет, то без всякого выигрыша по сравнению с чувствительностью в 25000 дел/в.

Перейдем теперь к рассмотрению уравнения яркости, возникающего в случае нелинейности характеристики усилителя.

Эту характеристику, дающую зависимость между отбросом гальванометра  $\Delta n$  и подведенным к усилителю напряжением  $\Delta v_g$ , можно с

исчерпывающей точностью представить в рабочей ее области уравнением:

$$\Delta n = \sigma_v \Delta v_g + c_1 \Delta v_g^2 = \sigma_v \Delta v_g (1 + c \Delta v_g), \quad (41)$$

где  $\sigma_v$ —вольтовая чувствительность усилителя для рабочей точки характеристики (при  $\Delta v_g \rightarrow 0$ ), а  $c$ —некоторая постоянная ( $c \ll 1$ ), определяющая крутизну характеристики усилителя.

В случае соблюдения пропорциональности фототоков измеряемым световым потокам у применяемого фотоэлемента и строгой омичности входного сопротивления усилителя (отсутствие поляризационных явлений), подводимые напряжения будут строго пропорциональны действующим световым потокам и поэтому наблюдаемый цветовой эквивалент звезды (C) очевидно будет равен:

$$C = -2.5 \log \frac{\Delta v_{g1}}{\Delta v_{g2}}, \quad (42)$$

где  $\Delta v_{g1}$  и  $\Delta v_{g2}$  соответствует двум применяемым светофильтрам.

Практически цветовой эквивалент вычисляется по формуле

$$C' = -2.5 \log \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2}, \quad (43)$$

где  $\Delta n_1$  и  $\Delta n_2$ —отбросы гальванометра, соответствующие  $\Delta v_{g1}$  и  $\Delta v_{g2}$  (мы предполагаем, конечно, что как  $\Delta v_{g1}$  и  $\Delta v_{g2}$ , так  $\Delta n_1$  и  $\Delta n_2$ , исправлены уже за эффект фона неба).

Пользуясь соотношением (41), имеем:

$$\Delta C = C - C' = -2.5 \log \frac{1 + c \Delta v_{g2}}{1 + c \Delta v_{g1}}.$$

Ввиду малости  $C$  и подавн. малости  $c \Delta v_{gi}$  находим, разлагая  $\ln(1 + c \Delta v_{gi})$  в ряд и вводя очевидные упрощения, следующее выражение для  $\Delta C$  (выраженного в звездных величинах):

$$\Delta C = -1.086 c \Delta v_{g2} \left(1 - \frac{\Delta v_{g1}}{\Delta v_{g2}}\right) \left(1 - \frac{1}{2} c \Delta v_{g1}\right). \quad (44)$$

Это уравнение—уравнение яркости усилителя, дающее поправку к определенному согласно уравнению (43) цветовому эквиваленту, зависит как от яркости звезды ( $\sim \Delta v_{g2}$ ), так и от ее наблюдаемого цвета ( $\sim \frac{\Delta v_{g1}}{\Delta v_{g2}}$ ).

Ввиду малости  $c \Delta v_{g1}$  член во второй скобке вполне можно положить равным единице и пользоваться уравнением яркости усилителя в следующем очень простом виде:

$$\Delta C = -1.086 c \Delta v_{g2} \left(1 - \frac{\Delta v_{g1}}{\Delta v_{g2}}\right). \quad (45)$$

Коэффициент  $c$  определяется из характеристики усилителя. Как видно из уравнения (45), поправка к цветовому эквиваленту пропорциональна световым потокам от звезд. Она равняется нулю для цветового эквивалента, равного нулю ( $\Delta v_{g2} = \Delta v_{g1}$ ).

Еще одним источником уравнения яркости в звездном электрофотометре может быть поляризация большого входного сопротивления  $R$ , дающая зависимость эффективного значения этого сопротивления от прохо-

дящего через него тока. Однако в этом случае представляется затруднительным построить соответствующее аналитическое выражение. Да это и не представляется нам сколько-нибудь целесообразным. Эффект поляризации не есть принципиальное свойство больших сопротивлений, а только дефект данного их типа, от использования которого надо попросту отказаться.

Обратимся к детальному рассмотрению усилителя и всей фотоэлектрической части фотометра, схема которой представлена на рис. 4.

При выполнении настоящей работы мы использовали электрометрическую лампу типа D-96475 Верстерн Электрик<sup>1</sup>. Ввиду низкого напряжения накала (около 1 в), световая эмиссия ее нити так мала, что мы посчитали возможным совсем отказаться от защитного колпака на лампе (см. ниже); это существенно для понижения входной емкости усилителя, а следовательно и его постоянной времени. Недостатком рассматриваемой лампы является большая инерционность в установлении стационарного режима. Регулировка накала в процессе работы является, поэтому, совершенно недопустимой.

Питание усилителя осуществляется девятью 100 а/ч щелочными аккумуляторами типа НКН. Цепь накала состоит из постоянного бифилярно намотанного, манганинового сопротивления в 10.1 ом, реостата  $R_3$ , служащего для регулировки тока накала и специального, также бифилярного, тридцатиомного сопротивления с отводом через пол-ома. С этого сопротивления можно брать сопротивления  $R_2$  и  $R'_2$ . Контроль тока накала осуществляется миллиамперметром постоянного тока (ма), со шкалой на 300 ма. Переменное анодное сопротивление  $R_A$ , регулирующее положение нуля гальванометра, состоит из четырех декад с максимальным сопротивлением 10000 ом и последовательно подключенного бифилярного манганинового сопротивления на 10000 ом.  $R_s$  — постоянное манганиновое сопротивление на 6000 ом. Регулировка чувствительности гальванометра осуществляется подбором соответствующего шунта  $R_{ш}$  и дополнительного сопротивления  $R_d$ , служащего для критического успокоения гальванометра. Нами использован гальванометр типа 3 VI Института физического приборостроения НКП — зеркальный гальванометр с чувствительностью  $8 \cdot 5 \cdot 10^{-10}$  а/дел (на одном метре), внутренним сопротивлением  $R_G = 396$  ом и критическим  $R_{кр} = 2800$  ом. Период его равен 7.3 сек. При шкале, расположенной у нас на 1.5 м, чувствительность гальванометра  $\sigma_G = 1770$  дел/мкА.

Для контроля вольтовой чувствительности усилителя, определения его характеристики, а также работы по методу компенсации входного напряжения, мы имели возможность подключать во входную цепь усилителя отдельно смонтированное приспособление, позволяющее подводить ко входу усилителя плавно регулируемые, малые и точно известные значения потенциала [41]. Рассматриваемое приспособление (рис. 4) состо-

<sup>1</sup> В настоящее время имеется ряд первоклассных типов отечественных электрометрических ламп [39].

ит из прецизионного сопротивления  $R_k = 99000$  ом, прецизионного переменного курбельного сопротивления на 1000 ом ( $R_{ок}$ ), потенциометров  $R_4$  и  $R_5$ , прецизионного вольтметра  $B$  на 3 вольта и элемента воздушной деполяризации  $v_k$  на 1.5 вольта. Подбирая значения сопротивлений  $R_4$ ,  $R_5$  и  $R_{ок}$ , можем подводить к усилителю произвольно малое напряжение:

$$v' = \frac{R_{ок}}{R_{ок} + R_k} v,$$

беря  $R_{ок}$  достаточно малым по сравнению с  $R_k$ . Здесь  $v$  есть напряжение, измеряемое вольтметром  $B$  и регулируемое потенциометрами  $R_4$  и  $R_5$ .

Подавая на сетку лампы различные значения  $v'$ , можем отградуировать усилитель и определить его характеристику.

Изменяя направление включения батареи  $v_k$  и вольтметра, можем, плавно регулируя напряжение  $v'$ , добиться компенсации падения напряжения на сопротивлении  $R$  при прохождении через него фототока  $i_{ф}$ . При этом очевидно  $v' = -Ri_{ф}$ . В этом случае, если нам известно значение сопротивления  $R$ , измерения фототока будут абсолютными. При подобных компенсационных измерениях измерительным прибором является уже не гальванометр  $G$ , а вольтметр  $B$ . Гальванометр  $G$  работает в этом случае лишь как нулевой инструмент. Регулярные измерения по такой схеме вести нецелесообразно, поскольку они гораздо более медленны, чем обычные наблюдения отбросов гальванометра. К компенсационным измерениям приходится прибегать при вспомогательных исследованиях, когда важно знать значение напряжения подводимого к усилителю или в тех случаях, когда эти напряжения настолько велики, что влияние кривизны характеристики усилителя становится весьма значительным и введение соответствующих редукиций (см. ниже) не обеспечивает уже получения необходимой точности.

Цепь фотоэлемента состоит из сурьмяно-цезиевого фотоэлемента  $фэл$ , батареи ускоряющего потенциала  $v_{фэл}$ , составленной из 45 вольтовых сухих батарей воздушной деполяризации типа МВД-45 и большого сопротивления  $R$ . Значение этого сопротивления, с которым была проведена вся данная работа, равнялась  $5.4 \cdot 10^{10}$  ом.

Элементы фотометра, заключенные в пунктир на рис. 4, т. е. лампа, фотоэлемент и большое сопротивление замонтированы в эвакуируемом корпусе фотометра. Все остальные элементы, кроме гальванометра и батарей, смонтированы в экранированном ящике, соединяясь с корпусом фотометра экранированными же проводами. Батареи ускоряющего потенциала фотоэлемента и щелочные аккумуляторы установлены в отдельном, также экранированном ящике, расположена непосредственно под ящиком усилителя. Гальванометр установлен на кронштейне, вделанном в стену нижнего помещения башни 33-см рефлектора. Отсчет его показаний ведется по методу шкалы и трубы. Шкала расположена на 1.5 м.

Все экраны тщательно заземлены, равно как корпус фотометра и весь рефлектор.

При наблюдении звезд различной яркости чувствительность усилителя меняется посредством шунтирования гальванометра. Поэтому чувствительность усилителя принято у нас обозначать дробью " $R_{ш}/R_0$ ", где, как мы помним (рис. 4),  $R$  — сопротивление шунта, а  $R_0$  — **дополнительное** сопротивление. " $\infty/0$ " очевидно соответствует полной (максимальной) чувствительности.

В таблице III приведены значения вольтовой чувствительности усилителя для различных значений шунтировки гальванометра. В первой графе дано обозначение чувствительности ( $R_{ш}/R_0$ ), во второй — вольтовая чувствительность  $\sigma_v$ , в третьей — коэффициент шунтирования.

Таблица III

Обозначение чувствительности	Вольтовая чувствительность	Коэффициент шунтирования
$\infty/0$	66800 дел/в	1.00
1550/2000	25700	2.60
1000/2000	19900	3.40
900/3000	14050	4.77
500/3000	8580	7.80
200/3000	3706	18.00
100/3000	1910	35.00

Определение вольтовой чувствительности было выполнено при помощи описанного выше градуировочного приспособления. Данные таблицы III относятся к нормальному накалу лампы усилителя (270 ма).

Для определения максимальной полезной вольтовой чувствительности усилителя и значения минимального измеримого с ним напряжения были произведены наблюдения стабильности при чувствительности 500/3000<sup>1</sup>. Для определения  $\delta v_g$  — эквивалентных флюктуаций напряжения на входе усилителя достаточно определить флюктуации отсчета гальванометра  $\delta n$ . Тогда очевидно:

$$\delta v_g = \frac{\delta n}{\sigma_v}. \quad (47)$$

Лучше всего вести определение  $\delta n$  при помощи фоторегистрации. К сожалению мы не имели возможности применить этот метод. Поэтому для определения  $\delta n$  мы были вынуждены применить следующий способ, принятый нами и для текущего контроля стабильности усилителя. Через каждые 5 секунд наблюдатель записывает мгновенный визуальный отсчет гальванометра. Подобные наблюдения ведутся в течение нескольких ми-

<sup>1</sup> Для других значений чувствительности, флюктуаций растут пропорционально  $\sigma_v$ .

3. აბასთუმის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14.

нут и затем наносятся на график. Опыт показывает, что ввиду значительного периода гальванометра характер флюктуаций его отсчета передается весьма точно. На рис. 5 приведен пример подобного наблюдения, как при давлении в корпусе фотометра  $\sim 10^{-2}$  мм (кривые а и б), так и при нормальном атмосферном давлении (кривая в). Мы видим, что эвакуировка, осуществляемая до  $10^{-2}$  мм уменьшает флюктуации примерно в 2,5 раза, тогда как У и т ф о р д нашел примерно тринадцатикратное значение для этого уменьшения [106]. На основании больших рядов подобных наблю-

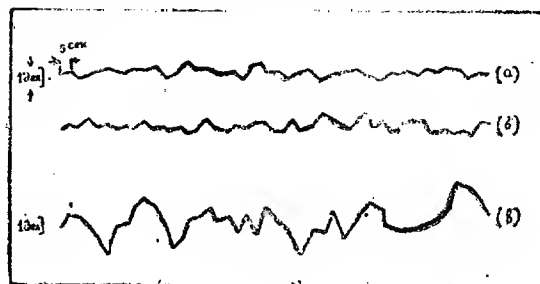


Рис. 5

дений нами было получено следующее среднее значение для эквивалентных флюктуаций на входе нашего усилителя:

$$\delta u_g = 3.4 \cdot 10^{-5} \text{ В},$$

откуда немедленно по формулам (39) и (40) находим значения для минимального измеримого напряжения:

$$u_{\min} = 6.8 \cdot 10^{-4} \text{ В} \cong 7 \cdot 10^{-4} \text{ В},$$

и для максимальной полезной вольтовой чувствительности:

$$\sigma_{\text{в, п}} = 29000 \text{ дел/В.}$$

Мы видим, следовательно, что не имеет смысла использовать полную чувствительность нашего усилителя, равную 66800 дел/В. Максимальной рабочей чувствительностью являлась у нас «1500/2000», которой соответствует вольтовая чувствительность  $\sigma_{\text{в}} = 25700$  дел/В. Исходя из найденного значения для минимального измеримого напряжения находим, что при значении входного сопротивления  $R = 5.4 \cdot 10^{10}$  ом минимальный, измеримый с данным усилителем фототок равняется  $1.3 \cdot 10^{-14}$  а.

На основании изложенного, а также анализа данных других авторов [74, 106, 101], нам кажется правильным принять в среднем для полезной вольтовой чувствительности электрометрических усилителей рассмотренного типа значение порядка 30000 дел/В, что хорошо согласуется и с данными М а к д о н а л д а [81]. Из сопоставления с формулой (15) еще раз убеждаемся, что при применении достаточно хорошего фотоэлемента с усилителем постоянного тока полезная чувствительность электрофотометра ограничивается не фотоэлементом, а усилителем.

Вернемся к нашему усилителю. Определение его характеристики было произведено при двух чувствительностях 100/3000 и 500/3000. Это позволило, редуцировав все наблюдения к чувствительности 500/3000, пере-

крыть весь рабочий диапазон входных потенциалов. Полученная характеристика приведена на рис. 6. На глаз почти не заметны отклонения от прямолинейности. Однако представление этой характеристики при помощи формулы (42), выполненное методом наименьших квадратов, дает вполне реальную кривизну, а именно:

$$\Delta n_{500/3000} = 8583 \Delta v - 800 \Delta v^2 = 8583 \cdot \Delta v \cdot (1 - 0.093 \Delta v) \quad (48)$$

$\pm 6 \qquad \qquad \pm 28$

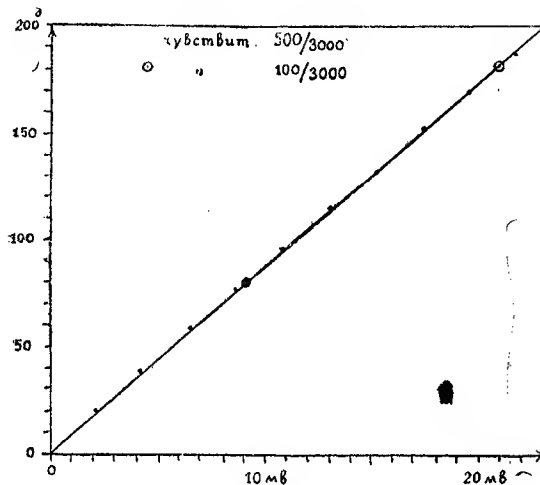


Рис. 6

Основываясь на этой формуле, находим выражение (49) для уравнения яркости, вносимого усилителем:

$$\Delta C = 0.101 \Delta v_{ж} \left( 1 - \frac{\Delta v_{с}}{\Delta v_{ж}} \right), \quad (49)$$

где  $\Delta v_{ж}$  и  $\Delta v_{с}$  — потенциалы, соответствующие наблюдениям в желтом и синем фильтрах.

Ввиду незначительности поправок вполне законно положить в (49)  $\Delta v_{с}/\Delta v_{ж} = \Delta n_{с}/\Delta n_{ж}$ . Тогда на основании (49) получаем график для очень удобного учета уравнения яркости усилителя (рис. 7). Этот график построен таким образом, что входя в верхнюю его часть со значением отброса в желтом фильтре, находим (для соответствующей чувствительности усилителя) значение  $\Delta v_{ж}$ . Переходя непосредственно вниз на нижнюю часть графика, находим для наблюдаемого значения цветового эквивалента  $C$  поправку  $\Delta C$ , отложенную на оси ординат.

Наблюдаемые значения ( $C$ ) не превосходили  $1^{m}000$  с первым фотоэлементом и  $0^{m}500$  со вторым (для звезд исследуемых нами классов). Поэтому, даже для звезд порядка третьей величины, поправка не выходит за пределы одной сотой звездной величины.

Характеристика усилителя, даваемая формулой (48), весьма устойчива. Контрольные измерения, проведенные через интервал в несколько месяцев, дали совершенно тождественные результаты. Небольшие колеба-

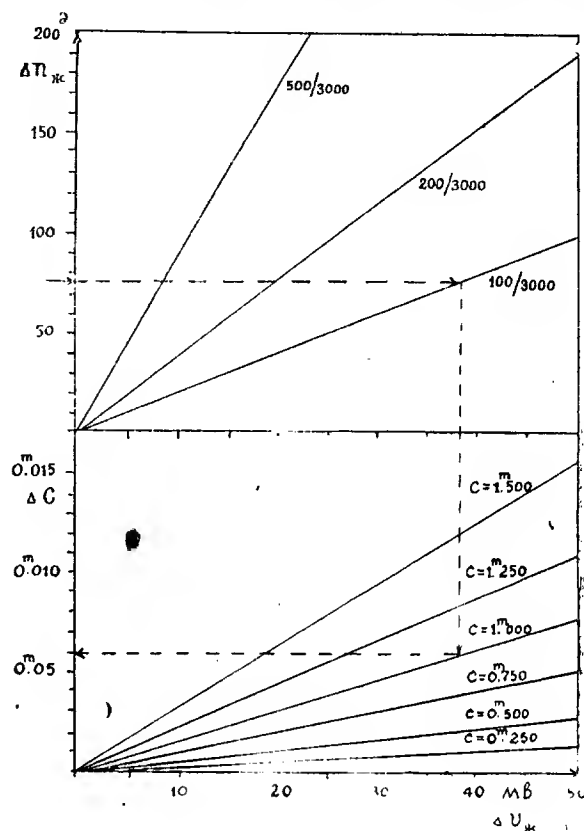


Рис. 7

ния накала усилителя, допускаемые в процессе работы и не превосходящие немногих миллиампер (обычно  $\pm 3.0$  ма), практически не меняют редукионный график.

#### § 4. Основная оптическая схема электрофотометра

Как известно, при равномерной чувствительности фотокатода по его поверхности, фототок зависит лишь от интегрального значения светового потока, падающего на фотоэлемент и не зависит от распределения освещенности по фотокатоду. Однако, создание равномерного фотокатола представляет задачу исключительной трудности. Практически все фотоэлементы имеют более или менее неоднородное распределение чувствительности по поверхности. Вследствие этого, даже при внефокальном проектировании измеряемого объекта на фотокатод, мы можем получить систематические погрешности при смещениях объекта в поле зрения из-за



несовершенной гидировки. При сравнении точечных и протяженных объектов могут возникнуть еще более существенные, также систематические ошибки.

Для устранения возможности возникновения этих ошибок мы применили в нашем электрофотометре оптическую схему выходного зрачка (схему Фабри) [22]. В этой схеме (рис. 8) входной зрачек рефлектора

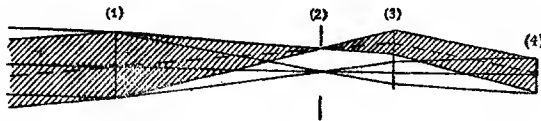


Рис. 8

(его параболическое зеркало—1), освещенный изучаемым объектом, проектируется посредством линзы 3 на чувствительный слой фотозлемента 4. Таким образом, фотокатод совмещается с выходным зрачком системы. При равномерной освещенности входного зрачка, освещенность в выходном зрачке также равномерна<sup>1</sup> и будет зависеть только от интегральной величины светового потока, прошедшего через диафрагму поля 2, не завися ни от положения в последней измеряемого объекта, ни от его фотометрической структуры. При этом освещается всегда одна и та же часть поверхности фотокатода в строгом соответствии с основным принципом фотоэлектрической фотометрии (§ 2). Однако в астрономических условиях, из-за мерцания звезд, освещенность входного зрачка почти никогда не бывает строго равномерной. Возникают бегущие тени [54], вследствие чего освещенность в каждой точке выходного зрачка колеблется около некоторого среднего значения, общего для всей поверхности зрачка. Поэтому при неравномерной чувствительности фотокатода, наблюдаются флуктуации фототока, амплитуда которых зависит от качества изображений звезд, степени неоднородности фотокатода и постоянной времени электрофотометра. Чем больше последняя, тем больше сглаживаются рассматриваемые флуктуации. Таким образом, имеет место зависимость точности наблюдений от качества изображений звезд, при полном исключении систематических ошибок, обуславливаемых несовершенством гидировки и структурой измеряемого объекта.

Следует отметить, что и при применении простой оптической схемы для электрофотометра, как Уитфорд и Стеббинс [108], так и Крон [75] обнаружили зависимость точности наблюдений от качества изображений. Поэтому применение схемы выходного зрачка, устраняющей возможность систематических ошибок, является безусловно необходимым. В последнее время эта оптическая схема, введенная нами в звездную электрофотометрию в 1937 г., получила всеобщее распространение.

### § 5. Фотометрический стандарт

Применение фотометрического стандарта высокой стабильности придает любому электрофотометру все преимущества фотометра с постоян-

<sup>1</sup> При совершенной оптике (см. ниже).

ной чувствительностью. В случае постепенных изменений чувствительности электрофотометра (в основном из-за изменений величины большого сопротивления и падения накала усилителя), мы можем привести все наблюдения к условиям постоянной чувствительности, редуцируя отбросы на звезде по соответствующим им по времени отбросам для стандарта. Наличие стандарта позволяет применять все методы учета ослабления света в атмосфере, основывающиеся на предположении об абсолютном постоянстве чувствительности фотометра, давая наибольшие преимущества для учета общего атмосферного ослабления при построении фундаментальных каталогов звездных величин [26], а также и при наблюдениях переменных звезд [7, 24, 25]. При электроколориметрических работах, благодаря относительному характеру измерений, применение фотометрической стандартизации имеет меньшее значение. Но и здесь она может быть весьма полезной для решения некоторых вспомогательных задач, как например, для вывода соотношения между общим и избирательным ослаблением света в атмосфере.

Требования, предъявляемые в электрофотометрии к стабильности фотометрического стандарта очень высоки. Изменение его яркости не должно превышать немногих долей процента. Применение эталонных ламп накаливания, требуя сложного и очень тщательного контроля за режимом их эксплуатации, представляет серьезные трудности, особенно в условиях астрономической работы.

При выборе типа стандарта мы остановились на радиоактивном световом стандарте-радиофосфоре (люминофоре постоянного действия), состоящем из сернистого цинка, активируемого солями радия. Первоначально мы применяли радиоактивный светящийся состав в виде радиоактивной краски, получающейся из смешения чистого состава с двойным количеством доммарного лака [22]. В дальнейшем мы воспользовались более ярким радиоактивным фотометрическим стандартом, разработанным М. П. Леонтовским.

Стандарт Леонтовского (рис. 9), уменьшающий также несколько эффект сцинтилляций радиофосфора, представляет из себя двой-

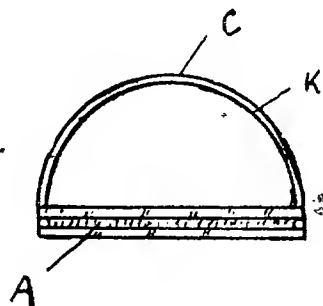


Рис. 9

ное стеклянное дно А, в которое насыпан чистый порошок сернистого цинка, активируемого солями радия. Это дно прикрыто сверху полусферическим стеклянным колпачком К с отверстием С. Как нижняя пла-

стинка двойного дна, так и колпачек покрыты слоем внутреннего серебрения, защищенного лаком, как у обычных зеркал. Наблюдение ведется через несеребряное отверстие С, изображение которого проектируется на фотокатод посредством вспомогательной линзы Л (рис. 10)<sup>1</sup>.

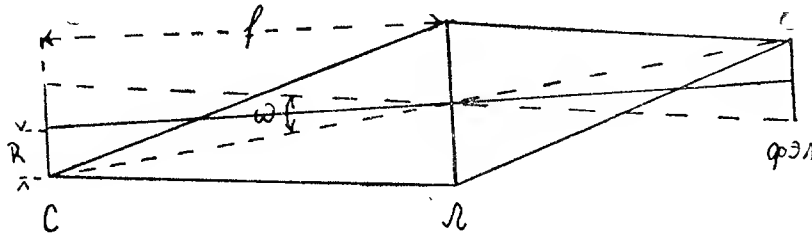


Рис. 10

Расчет светового потока  $\Phi$ , падающего на фотоэлемент от стандарта, очень прост, если только известна яркость последнего  $B$ . Действительно, как вытекает из элементарных соображений,

$$\Phi = \kappa\pi\left(\frac{R}{f}\right)^2 SB = \kappa\omega SB, \quad (50)$$

где  $\omega = \pi \left( \frac{R}{f} \right)^2$  — телесный угол, под которым рассматривается из центра проектирующей линзы  $L$  отверстие  $C$ , а следовательно и изображение последнего на фотокатоде ( $R$  — радиус отверстия, а  $f$  — соответствующее сопряженное фокусное расстояние линзы  $L$ );  $S$  — действующая площадь этой линзы, а  $\kappa$  — коэффициент оптических потерь. Так как  $\omega$  определяется конструкцией электрофотометра, то  $\Phi \sim SB$  и мы получаем весьма удобный способ регулировки светового потока от стандарта посредством диафрагмирования линзы  $L$ . При этом освещаемая стандартom площадь фотокатода не меняется, что обеспечивает одинаковые условия его засветки и дает также возможность удобного контроля пропорциональности фотоэлемента. Изменениями интегральной прозрачности линзы  $L$  и интегрального ее коэффициента отражения, при изменении площади ее рабочей поверхности, вполне можно пренебречь.

Примененный нами стандарт оказался эквивалентным искусственной звезде  $2^m$ , т. е. настолько ярким, что его приходилось значительно ослаблять с помощью нейтрального фильтра при практическом использовании (до  $4^m$  в нашей работе).

<sup>1</sup> На рис. 10 не изображена призма полного внутреннего отражения, ломающая путь от светового стандарта.

Весьма медленное падение яркости радиофосфора (меньшее чем 5% в год) не представляет сколько-нибудь существенных неудобств, поскольку оно легко может быть определено, либо лабораторно, либо привязками к стандартным звездам.

Не представляется существенным и определение точного спектрального состава излучения стандарта. Для нас достаточно, что излучение сернистого цинка селективно и максимум его лежит у 5000—5500 Å — недалеко от максимума спектральной чувствительности глаза [15].

Как известно, радиоактивный фотометрический стандарт обладает сцинтилляциями—флюктуациями поверхностной яркости, хорошо видимыми на глаз. Однако, как показала практика, эти флюктуации почти полностью сглаживаются благодаря достаточно большой поверхности стандарта, ее внефокальной проектировке на фотокатод и значительной постоянной времени усилителя. Фототок от стандарта оказывается вполне стабильным.

Не оправдались также и высказывавшиеся опасения, что радиоактивное излучение стандарта может вызвать ионизацию в газополном фотоэлементе и ухудшить этим стабильность электрофотометра. Стабильность последнего не менялась при удалении стандарта из прибора.

Продолжительное использование **радиоактивного фотометрического стандарта** (с 1937 года) подтвердило полную его пригодность и практичность, при исключительной простоте и удобстве обращения. Применение радиоактивных световых стандартов также получило теперь в работах по электрофотометрии весьма широкое распространение [78, 72, 24, 7, 56].

#### § 6. Механическое оформление электрофотометра

Звездный электрофотометр, примененный для выполнения настоящей работы был уже подробно описан в свое время [22]. Поскольку в процессе эксплуатации в этот прибор были внесены некоторые изменения и усовершенствования, мы дадим и здесь его детальное описание, тем более, что многие элементы его конструкции сохраняют свое значение и для современных типов приборов.

Корпус фотометра, в котором располагается фотоэлемент, большое сопротивление и электрометрическая лампа, представляет собой латунный цилиндр диаметром в 14,3 см. и высотой 25 см. Толщина стенок 3 мм. На съемном дне 1 [рис. 11], на стойке 2, специальным держателем закреплен фотоэлемент 3. Электрометрическая лампа D-96475 (4) установлена на эбонитовой панели 5. Большое сопротивление 6 одним концом подпаяно к колпачку-контакту, надеваемому на вывод контрольной сетки лампы; другой его конец заземлен посредством присоединения к стойке фотоэлемента, соединяющейся с землей через заземленный корпус фотометра. К колпачку-контакту контрольной сетки 7 подпаян также провод 8, идущий от анода фотоэлемента.

Подводка напряжений к лампе и фотоэлементу осуществляется через стеклянный шлиф 9 с сваренными в него пятью молибденовыми проводами 10. Шлиф сделан немного конусом, тщательно пришлифован к

отверстия в съемном дне и закреплен в нем при помощи пайки. С внешней стороны шпигель защищен цилиндром с изолированными клеммами, к которым, с одной стороны, подключаются провода, вваренные в шпигель, а с другой—высокоизолированные провода, идущие к усилителю. Цилиндр, несущий клеммы, защищен еще одним колпаком 11, с отвинчивающейся крышкой, на которой поставлен осушитель 12 для устранения сырости и возникающих из-за нее утечек. Провода выходят из 11 через патрубок 13 в гибкий алюминиевый экран, соединяющий шланг 14, привинчивающийся к патрубку специальной гайкой 15.

Съемное дно 1 крепится к корпусу фотометра шестью болтами 16. Резиновая прокладка 17 обеспечивает герметичность прибора.

На глухом дне корпуса фотометра расположен весьма тщательно изготовленный металлический кран 18 (поставленный на вакуумной замазке), через который и производится откачка. Разрядная трубка 19, соединенная с внутренней частью корпуса, служит для контроля вакуума. Она защищена легким колпачком 20 с откидной стенкой-дверцей, позволяющей вести наблюдение над разрядом. Две хорошо изолированные клеммы 21 служат для подвода к разрядной трубке высокого напряжения от тракторной бобины, питаемой 4-х вольтовым аккумулятором. «Завиток» 22 обеспечивает светонепроницаемое соединение корпуса фотометра с разрядной трубкой.

Откачка электрофотометра производилась масляным форвакуумным двухступенчатым насосом, присоединяемым на время откачки к крану 18 посредством трубки из вакуумной резины.

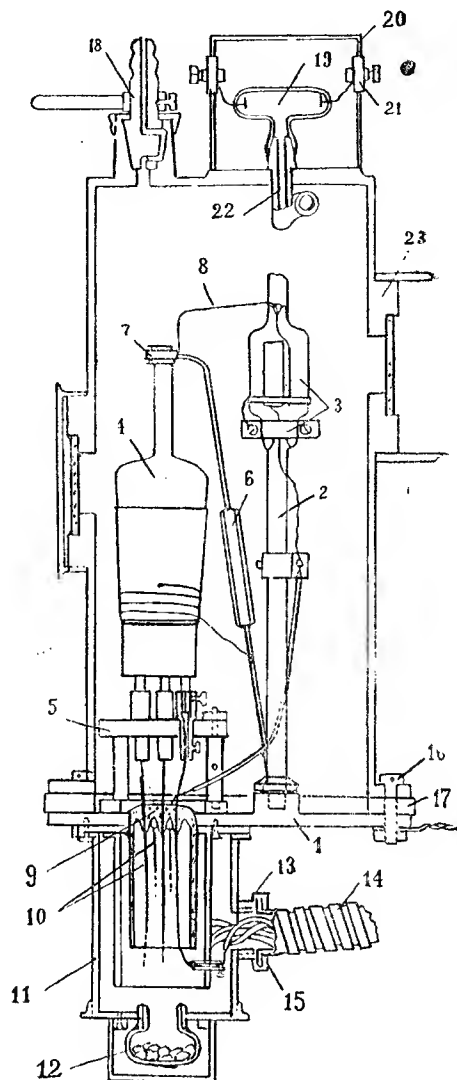


Рис. 11

Заземление корпуса осуществляется поджимом провода заземления под одним из болтов 16. Оно осуществляется также и через заземленный экранированный шланг 14.

В боковую стенку корпуса, на высоте 21 см от съемного дна, напаян массивный патрубок 23. В этом патрубке имеется 25-мм отверстие, закрытое плоскопараллельной стеклянной пластинкой, укрепленной пиццейном. Через это окно свет проходит к фотоэлементу. На внешней стороне патрубка нанесена нарезка, посредством которой он крепится на переходной части, соединяющей корпус электрофотометра с рефлектором и несущей ряд деталей прибора.

Переходная часть (рис. 12) изготовлена из прочной латунной трубы с внутренним диаметром в 76 мм. Один ее конец наглухо привинчивается

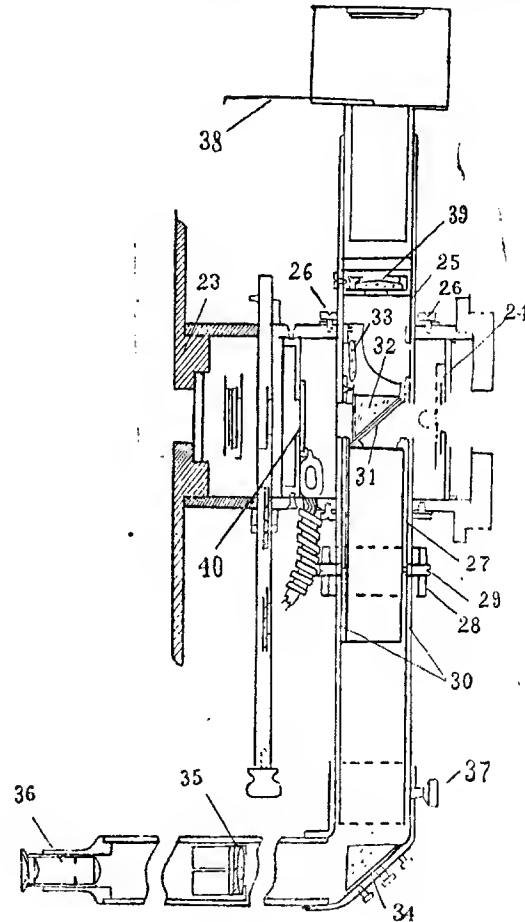


Рис. 12

к корпусу электрофотометра. Другой привинчивается к подшипнику, укрепленному на оси склонения рефлектора, снабженному зажимным вин-

том, позволяющим установить электрофотометр в любом позиционном угле.

Целиком внутри переходной части расположен диск 24 с пятью сменными диафрагмами, ограничивающими наблюдаемый участок неба. Диаметры диафрагм равны 1.5; 3.0; 4.8; 6.9 и 9.5 мм или в угловой мере 1'2"; 2'4"; 3'17"; 4'42" и 6'43" соответственно. Мы обозначаем эти диафрагмы  $D_1$ ;  $D_2$ ;  $D_3$ ;  $D_4$  и  $D_5$ . Рабочей диафрагмой являлась  $D_2$ ; для наблюдения эффекта фона неба использовалась  $D_4$ . Смена диафрагм производится вращением специальной кремальеры; винт, приводящий ее в движение, выведен наружу переходной части. Положения диафрагм на оптической оси фиксируются защелкой.

Непосредственно за диском 24 установлен патрубок 25. Он прикреплен к переходной части (которую он проходит насквозь) двумя винтами 26. Внутри этого патрубка, от упора до упора, может перемещаться второй патрубок 27. Это осуществляется посредством кольца 28, тянущего винты 29. Перемещение ограничено двумя шлицами 30, служащими направляющими для указанных винтов. В верхнем (на рис. 12) конце патрубка 27 закреплено приспособление, несущее зеркальце 31, призму полного внутреннего отражения 32 и вспомогательную линзу поля 33 (линзу Фабри; см. рис. 8).

В одном из крайних положений кольца 28 (нижнем) в оптический путь электрофотометра введена линза 33, проектирующая на фотоэлемент изображение зеркала рефлектора, освещенного измеряемым объектом. При другом, верхнем, положении кольца (представленном на рис. 12) в оптический путь включено зеркальце 31, отбрасывающее свет, прошедший через диафрагму поля, в контрольную трубку, в которой установлена призма полного внутреннего отражения 34, ахроматический объектив 35 и 15-ти кратный микроскопический окуляр 36. Эта трубка, сфокусированная на диафрагму поля, предназначена для контроля за установкой измеряемого объекта в этой диафрагме. Контрольная трубка может вращаться вокруг оси патрубка 25 и может закрепляться в любом, удобном для наблюдателя, положении при помощи винта 37. Одновременно с введением в основной оптический путь зеркальца 31, призма 32 занимает такое положение, что при открытом затворе стандарта 38 свет от последнего может проектироваться линзой 39 на слой фотоэлемента.

За патрубком 25 в переходной части фотометра располагается электромагнитный затвор 40, представляющий собой легкую металлическую пластинку 1 (рис. 13)—собственно затвор,—вращающуюся на оси 2. Симметрично затвору 1 расположен якорек 3, который может втягиваться в один из электромагнитов 4 или 5, в зависимости от того через который из них пропущен импульс тока. Затвор сохраняет свое положение и после прохождения импульса, благодаря наличию трения, совершенно достаточного для того, чтобы затвор сам по себе не открывался или не закрывался при любом положении инструмента. Управление затвором осуществляется нижним наблюдателем при помощи ключа 6.

Наличие конденсаторов  $C$  (по 1—2 мкф) чрезвычайно существенно. Без этих конденсаторов искра, возникающая при разрыве, вызывает сильнейшие помехи во входном контуре усилителя.

За затвором, в перпендикулярных друг к другу пазах, расположены две металлические линейки с фильтрами. Одна имеет три отверстия, два из которых заняты светофильтрами, а одно свободно. Четыре отверстия из пяти во второй линейке закрыты нейтральными фильтрами различной плотности.

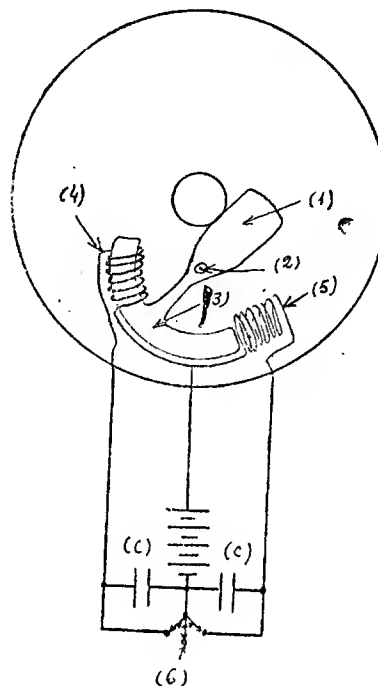


Рис. 13

Недостатками описанного здесь электрофотометра, с которым была выполнена вся работа по электроколориметрии звезд В8—В9 (первого из разработанных нами звездных электрофотометров), является наличие подвижных частей, несущих на себе оптические детали (патрубок 25 на рис. 12), а также трудность точной центровки фотоэлемента против окошка в корпусе фотометра. Дальнейшим недостатком является отсутствие приспособления для включения различных входных сопротивлений и их закорачивания.

### § 7. Исследование фотоэлемента

Прежде чем перейти к детальному рассмотрению исследования фотоэлемента ФЭЛ-2, с которым была получена основная система нашего каталога (гл. II, § 10), напомним те его параметры, которые должны



быть определены. Это: вольтамперная характеристика фотоэлемента, характеристика его темнового тока, а также общая и спектральная его чувствительность. Кроме того необходимо проверить соблюдение закона пропорциональности и изучить распределение чувствительности по поверхности фотокатода.

Вольтамперная характеристика и темновой ток фотоэлемента определялись в рабочей установке электрофотометра. Вольтамперная характеристика, полученная при освещении фотоэлемента световым радиоактивным стандартом, наблюдавшимся, как обычно, через нейтральный фильтр, приведена на рис. 14. Значение разрядного потенциала равно по паспорту фотоэлемента  $v_p = 180$  в.

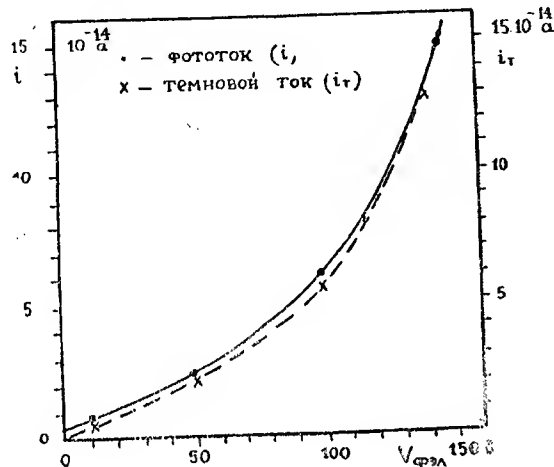


Рис. 14

Принятое нами рабочее напряжение  $v_{фэл} \approx 150$  в.

Относительно вольтамперных характеристик сурьмяно-цезиевых фотоэлементов можно сделать следующие общие замечания.

Гэрлих и Мейер [63] обратили внимание на то обстоятельство, что сурьмяно-цезиевые фотоэлементы показывают явления неустойчивости фототока значительно дальше от разрядного потенциала чем калийные. Это обстоятельство ограничивает величину газового усиления у сурьмяно-цезиевых фотоэлементов. Наши наблюдения подтверждают это заключение. Кроме того, определенные нами характеристики ряда сурьмяно-цезиевых фотоэлементов показали, что у этих фотоэлементов разряд начинается при меньшей крутизне характеристик чем у калийных (рабочие области характеристик более пологи у первых). Мы склонны объяснить эти явления тем известным фактом (на который мы уже указывали выше), что сурьмяно-цезиевые фотокатоды обладают большой вторично-электронной эмиссией, облегчающей возникновение разряда. Отсюда приходим к заключению, что для получения больших внутренних усилений фототока сурьмяно-цезиевые фотокатоды целесообразно сочетать со вторично-электронным усилением. Это полностью подтверждает

ся современными типами фотоумножителей (отечественными ФЭУ-15, ФЭУ-17 и ФЭУ-19, а также зарубежными RCA 931A, I-P-21 и др.) [35, 60].

На рис. 14 приведена также характеристика темнового тока. Обращает на себя внимание практически параллельный ход обеих кривых. Отсюда ясно, что поскольку полезная чувствительность нашего фотометра ограничивается усилителем, а не фотоэлементом, то выгодно работать при возможно больших ускоряющих потенциалах, обеспечивающих еще вполне нормальную, устойчивую работу фотоэлемента. Обращает на себя также внимание большое значение темнового тока данного экземпляра фотоэлемента, существенно превосходящее обычные темновые токи подобных фотоэлементов ( $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$  а).

Проверка пропорциональности фотоэлемента была выполнена при помощи коронального электрофотометра [23]. Оптическая

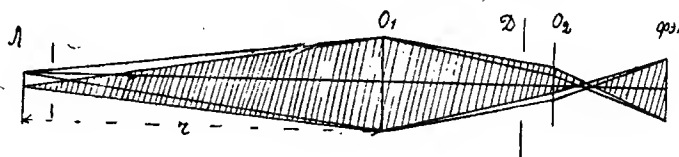


Рис. 15

схема исследования представлена на рис. 15. На фотокатод исследуемого фотоэлемента ФЭЛ с помощью линзы  $O_2$  проектировалось изображение входного зрачка (объектива)  $O_1$ , равномерно освещенного лампой Л (24 в, 100 ватт). Изменяя расстояние от  $O_1$  до Л, мы могли осуществлять градацию освещенности на фотоэлементе в необходимых пределах. Мы не имели фотометрической скамьи для прецизионного изменения расстояний. Поэтому приходилось перемещать лампу вместе со столиком, на котором она была установлена, вдоль прочерченных на полу линий, направление которых соответствовало продолжению оптической оси коронального электрофотометра.

В правильности перемещения и установки лампы по высоте мы убеждались, наблюдая изображение нити лампы в плоскости диафрагмы поля зрения электрофотометра Д. При перемещении лампы это изображение (внефокальное), выходя из фокуса в большей или меньшей степени, должно было оставаться центрированным по отношению к диафрагме Д. Расстояние  $r$  от лампы до объектива  $O_1$  измерялось посредством туго натягивавшейся стальной ленты с точностью до 1 мм. Лампа Л была замонтирована в светонепроницаемый колпак с отверстием для выхода светового пучка ( $\sim 20$  мм диаметром); в колпаке была предусмотрена вентиляция для уменьшения нагрева. На пути от лампы до электрофотометра устанавливались большие черные экраны-диафрагмы для устранения влияния рассеянного света.

Исследование велось в помещении лаборатории, позволявшем доводить расстояние  $r$  от лампы до объектива электрофотометра до значений порядка 8 метров.

Нашей задачей является проверка пропорциональности между фототоками и световыми потоками, или точнее, действующими потоками лучистой энергии [112].

Под монохроматическим действующим потоком лучистой энергии мы понимаем выражение

$$w(\lambda) = \sigma(\lambda) I(\lambda),$$

где  $\sigma(\lambda)$  есть относительная спектральная чувствительность данной аппаратуры, а  $I(\lambda)$  — монохроматический поток лучистой энергии.

Под общим или интегральным потоком лучистой энергии понимается выражение

$$w = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) I(\lambda) d\lambda,$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  длины волн, соответствующие границам спектральной чувствительности аппаратуры.

Очевидно, что физический смысл понятия действующего потока заключается в выделении из всего потока лучистой энергии той его части, которая способна действовать на данную аппаратуру.

Понятие действующего потока будет широко применяться нами в дальнейшем изложении.

Фототок  $i$ , вызванный действующим потоком  $w$ , будет равен, очевидно,

$$i = kw.$$

Вопрос о наличии пропорциональности у данного фотоэлемента решается постоянством коэффициента  $k$ .

Возвращаемся к нашему исследованию. Пусть произведены измерения при двух расстояниях  $r$  и  $r_0$ , причем последнее из них мы принимаем за стандартное. Этим расстояниям соответствуют действующие потоки  $w$  и  $w_0$  соответственно.

В случае соблюдения строгой пропорциональности между фототоками и действующими световыми потоками будем иметь следующее очевидное соотношение:

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{i}{i_0} = -2.5 \log \frac{w}{w_0} = -2.5 \log \left( \frac{r_0}{r} \right)^2,$$

откуда

$$2.5 \log i + 5 \log r = \text{const.} \quad (51)$$

В случае отсутствия пропорциональности левая сторона (51) будет давать систематический ход в зависимости от  $r$ , выраженный в звездных величинах.

Измерения фототока  $i$  должны быть, конечно, совершенно свободны от каких-либо систематических ошибок. Мы вели эти измерения, пользуясь усилителем коронального электрофотометра (аналогичным усили-

телю звездного электрофотометра), применяя компенсационную схему измерения (§ 3). Как мы помним, в этом случае падение напряжения на входном сопротивлении  $R$  компенсируется встречным напряжением —  $v'$ , равным по величине:

$$v' = \frac{R_{0k}}{R_{0k} + R_k} v,$$

где  $R_k$  и  $R_{0k}$  сопротивления специального компенсационного приспособления (рис. 4), а  $v$  — напряжение, подводимое к этому приспособлению и измеряемое точным зеркальным вольтметром.

Изменяя соотношение  $R_{0k}/R_k$ , можем менять в очень широких пределах диапазон компенсирующего напряжения  $v'$  для одного и того же диапазона изменения  $v$ .

Поскольку мы применяли для настоящего исследования первоклассное тонкослойное сопротивление, разработанное А. А. Калинин (со значением  $R = 5 \cdot 10^8$  ом), совершенно свободное от каких либо эффектов поляризации, то вполне законно полагать, что фототок  $i$  строго пропорционален компенсирующему напряжению  $v'$ . Пропорциональность вольтметра  $B$  также была исследована и оказалась безупречной.

Учитывая все это, а также приняв во внимание предыдущее выражение для  $v'$  и выразив его в шкале звездных величин, можем переписать уравнение (51) в виде:

$$2.5 \log v + 2.5 \log \left( \frac{R_{0k}/R_k}{1 + R_{0k}/R_k} \right) + 5 \log r = \text{const}, \quad (52)$$

перенеся все постоянные члены в правую сторону и объединив их в новой постоянной.

Если наблюдения ведутся для широкого диапазона фототоков, то их приходится выполнять при различных значениях отношения  $(R_{0k}/R_k)$ . В этом случае удобно, взяв одно из них за основное  $(R'_{0k}/R'_k)$ , привести уравнение (52) к виду

$$v = 2.5 \log v + \Delta(R_{0k}/R_k; R'_{0k}/R'_k) + 5 \log r = \text{const}, \quad (53)$$

перенеся в правую часть —  $2.5 \log \left( \frac{R'_{0k}/R'_k}{1 + R'_{0k}/R'_k} \right)$  и обозначив через

$$\Delta(R_{0k}/R_k; R'_{0k}/R'_k) = 2.5 \log \left( \frac{R_{0k}/R_k}{1 + R_{0k}/R_k} \right) - 2.5 \log \left( \frac{R'_{0k}/R'_{0k}}{1 + R'_{0k}/R'_k} \right)$$

поправку, которую необходимо учитывать при переходе от соотношения  $R_{0k}/R_k$  к основному  $R'_{0k}/R'_k$ .

Мы пользовались тремя значениями  $R_{0k}/R_k$ : 1000/1000, 100/1000 и 1000/25000. Из них за основное было принято 1000/1000. Ниже приводятся значения поправок  $\Delta(R_{0k}/R_k; R'_{0k}/R'_k)$ , соответствующих этому случаю.

$R'_{0k}/R'_k \backslash R_{0k}/R_k$	1000/1000	100/1000	1000/25000
1000/1000	0 <sup>m</sup> 000	1 <sup>m</sup> 851	2 <sup>m</sup> 808

Чувствительность гальванометра  $G$ , служащего в данном случае лишь в качестве нулевого инструмента, должна быть подобрана таким образом, чтобы обеспечить должную точность подбора напряжения  $v$ . Удобнее всего, чтобы одно деление шкалы вольтметра соответствовало двум делениям шкалы гальванометра. Совершенно очевидно, что при изменении  $R_{0k}/R_k$  надо менять и чувствительность гальванометра.

Выполненные нами значительные ряды измерений иллюстрируются одной из серий, приведенной в таблице IV. Отдельные графы этой таблицы IV не требуют пояснений. Отметим только, что вместо значений  $v$  записывался непосредственный отсчет вольтметра в делениях его шкалы:

$n = \frac{1}{50} v$ . Это только отразится на постоянной поправке к  $v$ . При каждом положении лампы брались пять отсчетов, из которых и образовалось среднее значение  $\bar{n}$ , приводимое в четвертой графе. Значение  $v$  редуцировалось к отсчетам для соотношения сопротивлений  $R_{0k}/R_k = 1000/1000$  по формуле (52). Диапазон освещенности, соответствующий таблице V, равен  $4^m 05$ . Рассмотрение этой таблицы показывает, что никакого систематического хода разностей  $\bar{v} - v$  в зависимости от расстояния  $r$ , который указывал бы на наличие отклонений от пропорциональности, не наблюдается.

Таблица IV

№	$r$ см.	$R_{0k}/R_k$	$\bar{n}$	$v$	$\bar{v} - v$
1	126.2	1000/1000	112.24	15.624	+ 0.016
2	373.8	100/1000	71.05	15.642	- 0.002
3	819.5	1000/25000	36.65	15.642	- 0.002
4	127.1	1000/1000	11.95	15.658	- 0.018
5	507.5	100/1000	38.72	15.659	- 0.019
6	233.6	1000/1000	33.10	15.646	- 0.006
7	126.9	1000/1000	110.48	15.632	+ 0.008
8	662.6	1000/25000	53.82	15.633	+ 0.007
9	255.6	1000/1000	27.58	15.648	- 0.008
10	126.9	1000/1000	110.90	15.649	- 0.009
11	447.2	100/1000	49.18	15.642	- 0.002
12	159.1	1000/1000	70.72	15.645	- 0.005
13	126.5	1000/1000	110.98	15.638	+ 0.002
14	770.0	1000/25000	39.25	15.625	+ 0.015
15	544.8	100/1000	32.85	15.630	+ 0.010
16	126.7	1000/1000	108.98	15.632	+ 0.008

$$\bar{v} = 15.640$$

Как принципиальный недостаток изложенного метода исследования можно отметить, что при различных расстояниях  $r$  будут использоваться различные участки линзы  $O_2$  (рис. 15), в результате чего оптические потери будут несколько различны. Не представляет, однако, труда подсчитать, что различия в оптических потерях будут меньше  $0^m 001$  и, следовательно, совершенно неощутительны.

4. აბასთუმნის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

Тем не менее, для большей чистоты исследования, мы провели еще один контрольный ряд измерений, вынужен из коронального электрофотометра всю оптику (объектив  $O_1$  и линзу  $O_2$ ). В этом случае измерения велись совершенно аналогично измерениям таблицы IV, только теперь расстояние  $r$  отсчитывалось от лампы до фотокатода, положение которого было предварительно замерено по отношению к корпусу фотометра. Результаты этих измерений приведены в таблице V, диапазон освещенности для которой равняется  $3^{m}39$ . При обработке данных этой таблицы был учтен эффект падения накала лампы по наблюдениям №№ 1, 4 и 8 на стандартном расстоянии 185.5 см.

Таблица V

№	$r$ см.	$R_{0k}/R_k$	$\bar{n}$	$\gamma$	$\bar{\gamma} - \gamma$
1	185.5	1000/1000	128.90	16.618	+ 0.0001
2	514.4	100/1000	93.10	16.628	- 0.009
3	885.0	1000/25000	75.65	16.621	- 0.002
4	185.6	1000/1000	128.50	16.619	0.000
5	376.1	1000/1000	31.60	16.620	- 0.001
6	685.1	100/1000	52.25	16.618	+ 0.001
7	787.4	100/1000	39.65	16.619	0.000
8	185.5	1000/1000	127.87	16.618	0.000
9	273.4	1000/1000	58.95	16.610	+ 0.009

$$\bar{\gamma} = 16.619$$

Рассмотрение всех проведенных измерений с полной убедительностью показало, что исследованный фотоэлемент ФЭЛ-2 строго следует закону пропорциональности в диапазоне до  $4^m$ .

Мы столь подробно остановились на изложении проверки пропорциональности фотоэлемента только потому, что она была выполнена с совершенно примитивными средствами без специального фотометрического оборудования (фотометрической скамьи, секторных ослабителей и т. п.). Полученная точность оказалась, тем не менее, вполне удовлетворительной.

Исследование распределения чувствительности по поверхности фотокатода ведется обычно следующим способом. Узкий световой пучек — «световой зонд» — перемещается по поверхности фотоэлемента (наводится на отдельные участки поверхности фотокатода) и одновременно регистрируются получающиеся фототоки. При этом необходимо иметь приспособление для перемещения по обеим координатам либо фотоэлемента, либо лампы вместе с оптической системой, обеспечивающей получение светового зонда.

Не имея подобного приспособления мы использовали для исследования корональный электрофотометр.

Как и при исследовании пропорциональности, фотокатод помещался в выходном зрачке электрофотометра, являвшемся уменьшенным изображением (в 2 раза) входного зрачка-объектива ( $\phi = 44$  мм,  $F = 360$  мм). Последний освещался лампой, находившейся под тщательным фотометрическим контролем.

Для освещения определенных небольших участков поверхности фотокаатода, перед объективом устанавливались диафрагмы, каждая из которых имела по одному отверстию  $\phi=2.50$  мм. Эти отверстия располагались у шести применявшихся диафрагм на следующих расстояниях от центра: 0; 4; 8; 12; 16 и 20 мм. При установке диафрагм на определенные значения позиционных углов освещались различные участки поверхности катода (диаметром 1.25 мм).

При выполнении соответствующих рядов измерений мы периодически возвращались к центральной диафрагме, к которой и были отнесены все измерения.

В данной схеме исследования весьма существенно чтобы распределение освещенности в выходном зрачке было равномерным. Теоретически, при достаточном расстоянии источника света, это должно иметь место. Однако, на практике, целый ряд обстоятельств может привести к нарушению равномерности. Отметим хотя бы влияние бликов. При отсутствии безупречной центровки всей оптической системы, может получиться и асимметричное распределение освещенности в зрачке выхода.

Мы посчитали, поэтому, необходимым начать настоящее исследование с определения распределения освещенности в выходном зрачке коронального электрофотометра. Это исследование было выполнено при помощи вентильного селенового фотоэлемента, задиафрагмированного до 2 мм. Перемещая фотоэлемент через 2 мм по обеим координатам, мы могли перекрыть весь зрачек сеткой измерений. Результат этих измерений и получившиеся изофоты освещенности выходного зрачка приведены на рис. 16. Освещенность в центре принята за 100.

Как видно из рис. 16, колебания освещенности достигают до 8%. При этом изофоты несколько неправильны по форме и смещены относи-

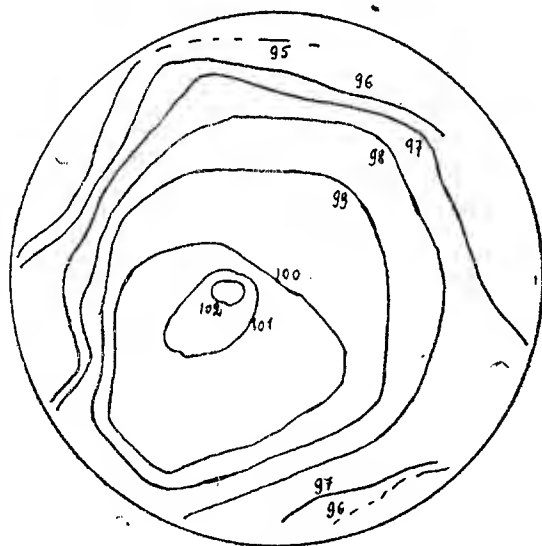


Рис. 16

тельно центра зрачка (оптического центра). Полученный результат показывает, что при практическом осуществлении фотометрической схемы

выходного зрачка (схемы Фабри) можно столкнуться с существенными отклонениями от равномерной освещенности. Если таковая требуется со всей строгостью, то необходимо применять лишь безупречно центрированную оптическую систему специально рассчитанную на отсутствие бликов.

Результат непосредственного измерения распределения чувствительности по поверхности фотокатода исследуемого фотоэлемента приведен на рис. 17. Здесь не учтен эффект неравномерной освещенности в зрачке. Мы видим, что распределение чувствительности весьма неоднородно; колебания чувствительности достигают до 50%. Правда, область резко по-



Рис. 17

ниженной чувствительности — характерный «язык» — занимает сравнительно небольшой участок фотокатода, за пределами которого распределение чувствительности гораздо более равномерно.

Не представляло никаких трудностей учесть эффект неоднородной освещенности зрачка. Но, поскольку результат настоящего исследования носит только иллюстративный характер и не имеет редуccionного значения, мы воздержались от учета данного эффекта, который не изменил бы существенно картины рис. 17.

Как отмечалось уже выше, неоднородная чувствительность фотокатода при плохих изображениях звезд приводит к флуктуациям фототока, ограничивая этим точность наблюдений. Применение в звездной электрофотометрии фотоэлементов с возможно более равномерным распределением чувствительности по поверхности является, поэтому, чрезвычайно существенным.

Исследование спектральной чувствительности данного фотоэлемента было нами выполнено лишь в сочетании со всею оптикой электрофотометра (определялась спектральная чувствительность



всего фотометра в целом). На этом исследовании мы остановимся, поэтому, несколько ниже (§ 8).

Мы не имели возможности провести лабораторное определение общей чувствительности нашего фотоэлемента, не располагая эталонной лампой с известной цветовой температурой. В паспорте фотоэлемента ФЭЛ-2 дается значение  $\Sigma(2800^\circ) = 300$  мка/лм при ускоряющем потенциале в 140 в—для лампы накаливания с цветовой температурой  $T = 2800^\circ$ . Согласно формуле (2) § 2 и данным о распределении энергии в спектрах звезд (гл. II, § 2), это соответствует общей чувствительности данного фотоэлемента для звезд спектрального типа  $AO$  (вне атмосферы)  $\Sigma(AO) = 1200$  мка/лм. Поскольку в формулу (3) § 2 входит относительная спектральная чувствительность, которую мы определяли только для всей электрофотометрической установки в целом, то приведенное значение

( $AO$ ) соответствует не отдельно взятому фотоэлементу ФЭЛ-2, а всему электрофотометру. А только это и представляет интерес для дальнейшего.

Аналогичные значения для звезд спектральных типов  $B3$  и  $B8$  оказываются равными:

$$\Sigma(B3) = 1600 \text{ мка/лм и } \Sigma(B8) = 1400 \text{ мка/лм.}$$

Для расчета минимального измеримого фототока с фотоэлементом ФЭЛ-2 воспользуемся формулой (22) пренебрегая возможным увеличением флюктуаций за счет ударной ионизации ( $x=1$ ), а именно:

$$i_{\text{мин, т, г}} = 8 \cdot 10^{-9} \sqrt{i_{\text{т, г}} \cdot F}.$$

Для уже усиленного темнового тока  $i_{\text{т, г}} = 1 \cdot 3 \cdot 10^{-13}$  а (см. рис. 14) и газового усиления  $F \cong 15$  имеем:

$$i_{\text{мин, т, г}} \cong 1 \cdot 1 \cdot 10^{-14} \text{ а.}$$

Для звезды спектрального типа  $AO$  это дает минимально измеримый световой поток:

$$\Phi_{\text{мин}} \cong 0.9 \cdot 10^{-11} \text{ лм,}$$

что соответствует на 33-см рефлекторе звезде порядка  $10^m$ .

## § 8. Исследование электрофотометра

Для каждого звездного электрофотометра должны быть определены следующие основные характеристики: проникающая способность, общая чувствительность и цветовая система. Кроме того фотометр должен быть исследован на уравнение яркости.

Обратимся к рассмотрению этих характеристик и определению их для нашего прибора.

Под проникающей способностью электрофотометрической установки мы будем понимать ту наиболее слабую звезду спектрального типа  $AO$ , звездная величина которой может еще быть измерена с определенной, заранее установленной, минимальной точностью. Такую минимальную точность представляется целесообразным установить в соответствии с принятыми нами ранее условиями. Для наибольшей допустимой средней ошибки одного полного наблюдения, состоящего из четырех отсчетов, мы примем значение равное  $\pm 0^m.025$ . Это соответствует, очевидно, средней ошибке одного отсчета  $\pm 0^m.050$ .

Три причины могут ограничивать проникающую способность электрофотометра. Это — полезная чувствительность фотоэлемента, полезная чувствительность усилителя и эффект небесного фона. Первые из них были уже рассмотрены выше. Обратимся к третьей. Здесь многое зависит от метода наблюдений. В случае если наблюдения ведутся по методу зарядки или обычным способом — по методу постоянного отклонения — открывая и закрывая затвор прибора, едва ли будет целесообразно наблюдать звезды, эффект от которых будет меньше, чем эффект от фона. Даже в случае равенства этих эффектов, фон должен наблюдаться столь же тщательно, как и звезда, а это значительно замедлит и усложнит наблюдения. Поэтому при наблюдении предельно слабых звезд по методу постоянного отклонения следует применять другой способ. Затвор прибора остается открытым, а звезда поочередно вводится и выводится из рабочей диафрагмы. Получающаяся разность отбросов и дает эффект от звезды, освобожденный уже от эффекта фона. Последний вызывает лишь смещение нуля гальванометра, которое может быть легко компенсировано, либо введением соответствующего напряжения в цепь сетки, либо изменением анодного сопротивления. При очень больших значениях яркости фона небесного эффекта можно компенсировать подачей встречного потенциала на вход усилителя (см. § 3). Пример подобных наблюдений можно найти в работе Е. К. Никоновой [26] определявшей днем интегральную звездную величину Луны. Проникающая способность в случае очень яркого фона теоретически определяется естественными флюктуациями последнего. Согласно формуле (12) § 2, эти флюктуации  $\delta i_{\phi}$  будут равны:

$$\delta i_{\phi} = \sqrt{\frac{i_{\phi}}{i_{*}}} \delta i_{*}, \quad (54)$$

где  $\delta i_{*}$  — естественные флюктуации фототока от звезды ( $i_{*}$ ), а  $i_{\phi}$  — фототок от фона.

Из формулы (54) видим, что эффект фона неба всегда должен несколько понижать проникающую способность электрофотометра, особенно если  $i_{\phi} > i_{*}$ . Это не будет иметь места только в том случае, если полезная чувствительность ограничивается усилителем и флюктуации, обусловленные последним  $\delta i \gg \delta i_{\phi}$ .

Мы пренебрегаем флюктуациями фототока, обусловленными мерцанием фона. Эти флюктуации даже для самых малых диафрагм будут несравненно меньше, чем эффект от мерцания звезд.

Очевидно, что эффект фона определяется размерами рабочей диафрагмы. Но минимальный размер этой диафрагмы в свою очередь ограничивается рядом причин. Сюда относятся: степень механической устойчивости питающего инструмента и качество его часового хода, а также жесткость оптической системы, в случае применения гида. Даже при несовершенной оптике питающего инструмента, размеры абберационного диска звезды вряд ли могут идти в сравнение с перечисленными выше причинами. Правда, это относится только к рефлектору. В случае же рефрактора хроматическая абберация может быть настолько велика для крайних областей спектральной чувствительности электрофотометра, что она существенно ограничит минимальный размер рабочей диафрагмы (см. ниже).

Идеалом звездного электрофотометра является такой, в котором проникающая способность определяется естественными флюктуациями фототока. Это требует применения измерительной аппаратуры, которая должна исчерпать все возможности, даваемые фотоэлементом. Очевидно, что чем менее совершенен используемый фотоэлемент, тем ниже требования к измерительной аппаратуре. Становится бессмысленным применение метода зарядки в сочетании с усилителем постоянного тока или электрометром Гоффмана. Целесообразное использование этого метода ставит наиболее жесткие требования к фотоэлементу.

Рассмотрим теперь вопрос о проникающей способности нашей электрофотометрической установки. Выше мы видели, что минимальный, измеримый фототок для фотоэлемента ФЭЛ-2 равняется  $1.1 \cdot 10^{-14}$  а, что соответствует звезде  $AO \sim 10^m$ . Минимальный измеримый ток для применяемого усилителя составляет  $1.3 \cdot 10^{-14}$  а. Это также соответствует звезде  $\sim 10^m$ . Рабочая диафрагма электрофотометра  $D_2$  имеет площадь равную  $3,2 \square'$ . Столь значительный размер рабочей диафрагмы обусловливается несовершенством часового хода нашего рефлектора, о чем говорилось уже в § 1, а также недостаточной жесткостью крепления обоих вспомогательных зеркал рефлектора.

Эффект фона неба для рабочей диафрагмы, включая и эффект рассеяния света зеркалами рефлектора, оказался весьма значительным—порядка  $9^m.5$ . Этому эффекту фона соответствует световой поток порядка  $1.7 \cdot 10^{-11}$  лм или фототок  $\sim 2 \cdot 10^{-14}$  а. Поскольку эффект фона эквивалентен увеличению темнового тока, видим, что в данном случае он даст лишь очень незначительный эффект. Не представляет труда подсчитать, что предельная величина, ограничиваемая флюктуациями фототока ст фона неба, будет (согласно формуле (16)) иметь порядок  $11^m.5$ .

Из рассмотрения всех этих данных видно, что для электрофотометра с фотоэлементом ФЭЛ-2 теоретическая проникающая способность имеет порядок  $10^m$  и ограничивается практически в равной мере и фотоэлементом и усилителем<sup>1</sup>.

Это—результат косвенной оценки. Представляло интерес провести и непосредственное определение проникающей способности. В применении к электроколориметрическим наблюдениям ее можно найти из внутренней точности определения цветовых эквивалентов возможно более слабых звезд. К сожалению мы не имели времени провести специальные наблюдения таких звезд. Интересующую нас оценку проникающей способности можно все же получить исходя из рис. 53 (гл. V, § 1), дающего зависимость средней ошибки одного наблюденного цветового эквивалента в функции величины наблюдавшихся звезд. Учитывая, что эти данные относятся к восьми отсчетам в каждом фильтре и экстраполируя, незначительно, кривую рис. 53, получаем значение  $\sim 8^m.5$  для электроколориметрических наблюдений, т. к. этой звездной величине будет соответство-

<sup>1</sup> Отсюда следует, что применение с данным усилителем более совершенного фотоэлемента не дало бы существенного повышения проникающей способности фотометра.

вать средняя ошибка, равная  $\pm 0^m.025$  (в соответствии с определением проникающей способности, данным выше). Учитывая далее что цветовой эквивалент, также соответствующий понятию проникающей способности, должен определяться из двух наблюдений (в различных фильтрах) по четыре отброса в каждом, а также принимая во внимание, что поглощение в фильтрах составляет около  $1^m$ , приходим к значению проникающей способности порядка  $9^m.5$ . Т. о. все проведенные нами оценки согласованно приводят к заключению, что проникающая способность нашей электрофотометрической установки составляет около девятой с половиной—десятой звездной величины.

Заметим в заключение, что качество изображений влияет в одинаковой степени на звезды различной яркости, поскольку флуктуации фототока, происходящие из-за мерцания звезд, пропорциональны значениям фототоков. Бывают дни, когда отброс на звезде столь же стабилен, как и при закрытом затворе. Но бывает и так, что при совершенно ясном небе приходится прекращать наблюдения из-за чрезвычайно сильных флуктуаций показаний гальванометра, достигающих при наблюдениях звезд пяти и даже более процентов.

Общая чувствительность электрофотометрической установки может быть охарактеризована отбросом гальванометра при максимальной полезной чувствительности усилителя для звезды определенной величины, например  $6^m.0$  спектрального класса  $A0$ .

Поскольку общая чувствительность данной установки зависит от целого ряда факторов: накала усилителя, чистоты зеркал рефлектора, и т. д., то для значения общей чувствительности можно дать лишь некоторое приближенное значение, соответствующее средним условиям наблюдений. Но большего здесь и не требуется.

Для сравнения между собой различных электрофотометров целесообразно давать общую чувствительность, приведенную к какому нибудь стандартному инструменту—например, метровому рефлектору. Для такого рода понятия представляется целесообразным ввести термин *нормальной общей чувствительности электрофотометрической установки*.

Для определения общей чувствительности нашей установки мы произвели ряд наблюдений звезд  $A0$  без светофильтров. Полученное значение оказалось равным:

$$n(6^m.0; A0) \cong 450^{\circ} \quad (R = 5.4 \cdot 10^{10} \text{ ом})$$

для  $\sigma_{в, п} = 29000$  дел/в (на 33-см рефлекторе). Соответствующая нормальная общая чувствительность будет равна  $4000^{\circ}$ .

Для сравнения приведем значения общей чувствительности аналогичного электрофотометра К р о н а [74], установленного на 90-см рефлекторе, отнесенные нами также к максимальной полезной вольтовой чувствительности его усилителя ( $\sigma_{в, п} = 25000$  дел/в).

С калийным фотоэлементом К у н ц а  $n(6^m.0; A0) = 1340^{\circ}$  ( $R = 6.5 \cdot 10^{10}$  ом).

С кислородно-цезиевым фотоэлементом  $\eta(6^m0; AO) = 1090^{\circ}$  ( $R = 6 \cdot 10^{10}$  ом) (на 90-см рефлекторе). Соответственные значения нормальной общей чувствительности будут (округленно):  $1600^{\circ}$  и  $1400^{\circ}$  дел.

Цветовые свойства электрофотометрической установки наиболее полно характеризуются спектральной чувствительностью применяемой аппаратуры, для определения которой необходимо выполнение специальных лабораторных исследований.

Знание спектральной чувствительности дает исчерпывающие сведения об исследуемой области спектра и о включении в нее тех или иных интенсивных линий и полос поглощения, непрерывного поглощения за головами серий и т. д. Располагая данными о спектральной чувствительности, можно провести и ряд теоретических расчетов по эффекту абсолютной величины, естественной дисперсии цвета звезд, влиянию избирательного ослабления света в земной атмосфере и т. п.

Для звездно-статистической интерпретации результатов электроколориметрических наблюдений и, в частности, для определения общего космического поглощения, обусловленного избирательно поглощающей материей, необходимо и достаточно характеризовать избирательные свойства применяемой установки (для каждого из светофильтров) некоторой определенной осредненной длиной волны. В качестве такой длины волны в литературе встречаются: эффективная, эквивалентная, средняя и изофотная длины волн. Уже одно это перечисление показывает большое многообразие применяемых осредненных длин волн. Иногда встречается и прямая путаница в их обозначениях. Постараемся внести сюда необходимую ясность. Нам представляется наиболее целесообразной следующая система обозначений для осредненных длин волн. Подчеркнем, что она расходится с системой, предложенной Стремгеном в *Handbuch der Experimentalphysik* [112].

Средняя длина волны определяется уравнением:

$$\lambda_m = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \sigma(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda}, \quad (55)$$

где  $\sigma(\lambda)$  спектральная чувствительность применяемой аппаратуры, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  длины волн, определяющие ее границы. Средняя длина волны, будучи взвешенной по спектральной чувствительности, характеризует аппаратуру безотносительно к распределению энергии измеряемого источника лучистой энергии  $I(\lambda)$ .

Действующая длина волны

$$\lambda_w = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda w(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda}, \quad (56)$$

где  $w(\lambda)$  — монохроматический действующий поток, равный  $\sigma(\lambda) I(\lambda)$  (см. выше), есть очевидно та длина волны, которая взвешена по действующему потоку. В отличие от средней, действующая длина волны зависит от распределения энергии в спектре источника  $I(\lambda)$ <sup>1</sup>.

Эффективная длина волны

$$\lambda_{eff} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda n(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda) d\lambda}, \quad (57)$$

где  $n(\lambda)$  — есть реакция прибора на монохроматическое излучение данного источника. Для электрофотометра это будет отброс гальванометра, для фотопластинки — почернение. Эффективная длина волны дает, следовательно, ту длину волны, которая взвешена по реакции прибора.

Для фотоэлектрической аппаратуры, обладающей пропорциональностью отбросов действующим потокам, имеем очевидно:

$$n(\lambda) \sim w(\lambda)$$

и, следовательно,

$$\lambda_{eff} = \lambda_m.$$

Рассмотренные длины волн различаются между собой лишь по характеру взвешивания длин волн излучения, воспринимаемого данной аппаратурой.

Несколько отлична по своему определению изофотная длина волны ( $\lambda_i$ ), введенная в астрономическую практику Брилле [51] и получившая в последнее время известное распространение. Изофотная длина волны определяется уравнением

$$I(\lambda_i) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) I(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda} \quad (58)$$

и дает длину волны того спектрального монохроматического потока в спектре источника, который является взвешенным осреднением по спектральной чувствительности аппаратуры. Существенным преимуществом изофотной длины волны является возможность хотя и весьма грубого, но непосредственного и очень быстрого ее определения без специального изучения избирательных свойств аппаратуры.

Если для двух звезд мы знаем относительное распределение энергии в их спектрах, выраженное в разности их монохроматических звездных величин  $\Delta m(\lambda)$ , то приближенным значением  $\lambda_i$  будет то значение  $\lambda$ , для которого имеет место соотношение

$$\Delta m(\lambda_i) = \Delta m, \quad (59)$$

<sup>1</sup> Понятие действующей длины волны введено также Н. В. Костылевым (в его кандидатской диссертации).

где  $\Delta m$  есть разность интегральных звездных величин, определенная для данных звезд в данной цветовой системе.

Напомним это известное положение. Обозначая через  $I(\zeta, \lambda) = I(\lambda) p(\lambda)^{p(\zeta)}$  распределение энергии в спектре звезды на зенитном расстоянии  $\zeta$  (на котором производится наблюдение) имеем согласно определению изофотной длины волны (58):

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\zeta, \lambda) \sigma(\lambda) d\lambda = I(\zeta, \lambda_{i, z}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda. \quad (60)$$

Мы добавили к обозначению  $\lambda_i$  индекс  $\zeta$ :  $\lambda_{i, z}$  для того, чтобы подчеркнуть, что изофотная длина волны, завися от действующего потока, зависит и от зенитного расстояния, на котором производится наблюдение.

Переходя к звездным величинам, имеем согласно (60):

$$m_z = m_z(\lambda_{i, z}) - 2.5 \log \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda + C,$$

где  $m_z$  — интегральная величина звезды в нашей системе на зенитном расстоянии  $\zeta$ ;  $m_z(\lambda_{i, z})$  — монохроматическая звездная величина, соответствующая изофотной длине волны  $\lambda_i$ ;  $C$  — константа, зависящая от нульпунктов обеих систем — интегральной и монохроматической. Объединяя эту константу с константой

$$- 2.5 \log \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda$$

в одну, обозначаемую  $k$ , имеем:

$$m_z = m_z(\lambda_{i, z}) + k. \quad (61)$$

Константа  $k$  не зависит от распределения энергии в спектре звезды, а зависит только от избирательных свойств аппаратуры. Поэтому  $k$  будет одинаково для всех звезд.

Для другой звезды, наблюдавшейся на том же зенитном расстоянии  $\zeta$ , имеем очевидно:

$$m'_z = m'_z(\lambda'_{i, z}) + k \quad (62)$$

где  $\lambda'_{i, z}$  будет отличаться от  $\lambda_{i, z}$  за счет различия в распределении энергии в спектрах обеих звезд.

Если положить приближенно, что

$$\lambda'_{i, z} = \lambda_{i, z} \quad (63)$$

то тогда

$$\Delta m_z = \Delta m_z(\lambda_{i, z}), \quad (64)$$

поскольку далее (при сделанном предположении):

$$\begin{aligned} m_z(\lambda_{i, z}) &= m_0(\lambda_{i, z}) + \alpha(\lambda_{i, z}) F(\zeta) \\ m'_z(\lambda_{i, z}) &= m'_0(\lambda_{i, z}) + \alpha(\lambda_{i, z}) F(\zeta) \end{aligned}$$

то, следовательно:

$$\Delta m_z = \Delta m_0(\lambda_{i, z}), \quad (65)$$

что и доказывает высказанное выше положение.

Практическое, непосредственное определение изофотной длины волны аппаратуры и основывается на уравнении (65).

Наблюдается разность интегральных величин двух звезд с известным распределением энергии, находящихся на одном зенитном расстоянии. Затем подбирается та длина волны, для которой разность монохроматических величин равняется наблюдаемой разности интегральных. Эта длина волны и дает приближенное значение искомой  $\lambda_i$ . Совершенно очевидно, что это значение должно быть тем ближе к истинному, чем ближе распределения энергии обеих звезд. Но тем менее точным становится определение изофотной длины волны. При полном совпадении распределений энергии задача становится неопределенной. Это обстоятельство и ограничивает точность непосредственного определения изофотных длин волн. Практическое значение подобных определений снижается еще и тем, что найденная изофотная длина волны зависит от зенитного расстояния. Поэтому подчеркиваем, что ценность понятия изофотной длины волны заключается в возможности очень быстрого получения приближенной характеристики цветовых свойств системы, основывающейся лишь на одном сравнении блеска пары звезд (взятых из какого либо спектрофотометрического каталога, напр. [73]).

Отметим обстоятельство, ограничивающее в некоторых случаях возможность получения изофотной длины волны. Очевидно, что однозначное определение  $\lambda_i$  оказывается невозможным в тех случаях, когда при немономтонном ходе  $I(\lambda)$  в области спектральной чувствительности исследуемой аппаратуры находится более одного значения длины волны  $\lambda$ ; удовлетворяющего соотношению (58):

$$I(\lambda_i) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) I(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda}.$$

С подобным случаем мы встретимся в дальнейшем.

Какая же осредненная длина волны должна быть взята при рассмотрении вопросов поглощения в межзвездной материи?

Общезвестно, что при прохождении пути  $dr$  в среде с плотностью  $\delta(r)$  и коэффициентом поглощения  $k(\lambda, r)$  (зависящим в самом общем случае как от длины волны  $\lambda$ , так и от расстояния  $r$ ) монохроматический действующий поток  $w(\lambda) = \sigma(\lambda) I(\lambda)$  испытывает поглощение по закону

$$dw(\lambda) = -k(\lambda, r) w(\lambda) \delta(r) dr$$

и, следовательно,

$$w(\lambda) = w_0(\lambda) e^{-\int_0^r k(\lambda, r) \delta(r) dr}, \quad (56)$$

где  $w_0(\lambda)$  есть монохроматический действующий поток, соответствующий истинному, неискаженному поглощением, распределению энергии в спектре звезды  $I(\lambda)$ .



Рассмотрим случай независимости  $k(\lambda)$  от  $r$ , принимая, следовательно, что физические свойства частиц межзвездной среды постоянны на протяжении всего пути  $r^1$ .

Ослабление монохроматического действующего потока, выраженное в звездных величин будет, очевидно, на основании (66)

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \log \frac{w(\lambda)}{w_0(\lambda)} = 1.086 k(\lambda) \int_0^r \delta(r) dr = a(\lambda) \delta r \quad (67)$$

$$[a(\lambda) = 1.086 k(\lambda)]$$

где  $\delta$  есть, очевидно, средняя плотность поглощающей материи для данного оптического пути<sup>2</sup>. Все это — общеизвестные соотношения.

В случае немонхроматического, сложного излучения мы также хотим представлять общее поглощение формулой аналогичной (67), а именно:

$$\Delta m = \bar{a} \bar{\delta} \cdot r = 1.086 \bar{k} \cdot \bar{\delta} \cdot r \quad (68)$$

Необходимо для этого ответить на вопрос: каково должно быть значение  $\bar{k}$ , если нам известны значения монохроматических коэффициентов поглощения  $k(\lambda)$ ?

Уравнение (68) может быть представлено в виде

$$w = w_0 e^{-\bar{k} \bar{\delta} \cdot r}, \quad (69)$$

где  $w$  и  $w_0$  общие действующие потоки, равные как мы помним, соответственно:

$$w = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda \quad \text{и} \quad w_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w_0(\lambda) d\lambda.$$

Согласно (69) имеем:

$$w = w_0 e^{-\bar{k} \bar{\delta} r} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w_0(\lambda) e^{-k(\lambda) \cdot \bar{\delta} \cdot r} d\lambda.$$

Дифференцируя обе стороны этого уравнения по  $r$ , находим искомое выражение для  $\bar{k}$ :

$$\bar{k} = - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k(\lambda) w(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{w} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k(\lambda) w(\lambda) d\lambda. \quad (70)$$

Мы видим, следовательно, что и для сложного потока мы можем пользоваться известными формулами для монохроматического потока, если только вместо монохроматического коэффициента поглощения взять его среднее значение, взвешенное по действующему потоку (отягченному эффектом поглощения) согласно уравнению (70).

<sup>1</sup> Что является только некоторым приближением [37].

<sup>2</sup> Весьма часто  $a(\lambda) \cdot \bar{\delta}$  определяют как средний коэффициент поглощения на единицу пути для данного направления и данного расстояния в пространстве, полагая  $a(\lambda) \bar{\delta} = A(\lambda, \bar{r})$ .

Теперь мы можем ответить и на поставленный ранее вопрос о том, какая осредненная длина волны должна применяться в звездно-статистических исследованиях<sup>1</sup>.

Эта длина волны, которую мы обозначим через  $\lambda_0$  и назовем эквивалентной длиной волны, должна, очевидно, удовлетворять соотношению  $k(\lambda_0) = \bar{k}$ , откуда имеем следующее уравнение для ее определения:

$$k(\lambda_0) = \frac{1}{w} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k(\lambda) w(\lambda) d\lambda. \quad (71)$$

В случае если  $k(\lambda)$  можно представить соотношениями

$$k(\lambda) = b\lambda^{-n} \quad \text{или} \quad k(\lambda) = a + b\lambda^{-n}, \quad (72)$$

то  $\lambda_0$  будет определяться из соотношения

$$\lambda_0 = \left\{ \frac{1}{w} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) \lambda^{-n} d\lambda \right\}^{-1/n}. \quad (73)$$

Этот новый осредненный вид длины волны зависит очевидно не только от действующего потока, а, следовательно от  $\sigma(\lambda) I(\lambda)$ , но и от закона избирательного поглощения в межзвездной материи—от характера зависимости  $k(\lambda)$  и, в частности, от значения показателя  $n$  в случае применимости формулы (72).

Поскольку в формулу (70) входят значения действующих потоков подвергшихся действию межзвездного поглощения, то, очевидно, что  $\lambda_0$  зависит, также, и от оптического пути до звезды. Однако, для сравнительно близких звезд с которыми мы имеем дело в настоящей работе, рассматриваемый эффект будет незначителен и в первом приближении им можно пренебречь.

Отметим попутно, что для далеких звезд будет сказываться эффект аналогичный эффекту Форбса, наблюдаемому в земной атмосфере (см. ниже). При наличии избирательного поглощения в межзвездной среде, свет звезды будет менять свой состав по мере увеличения оптического пути в сторону большего уменьшения интенсивности коротковолнового излучения. Вследствие этого интегральный коэффициент поглощения для межзвездной материи, определяемый по более далеким звездам, для которых оптические пути будут большими, должен получаться меньшим, чем определяемый по более близким звездам.

Итак, пользуясь понятием эквивалентной длины волны, мы и для сложного излучения получим совершенно строгую формулу:

$$\Delta w = \bar{a} \delta r = 1.086 k(\lambda_0) \delta \cdot r + a(\lambda_0) \cdot \delta \cdot r, \quad (74)$$

аналогичную формуле (67) для монохроматического излучения.

Мы видим, следовательно, что при изучении космического поглощения надо пользоваться эквивалентной длиной волны, а не другими, обычно применяемыми, видами осредненных длин волн.

<sup>1</sup> На непригодность для этого действующей (в нашем случае и эффективной) длины волны указывалось также Сирсом [94].

Для определения  $\lambda_e$  необходимо знать избирательные свойства аппаратуры—ее спектральную чувствительность  $\delta(\lambda)$ . Следует отметить, что эквивалентная длина волны будет мало отличаться от средней, действующей и эффективной длин волн, если градиент распределения энергии  $I(\lambda)$  в области спектральной чувствительности аппаратуры невелик. Это очевидно из формул (55), (56) и (57).

На основании изложенного видим, что приходится безусловно предпочесть исследование спектральной чувствительности аппаратуры непосредственным определениям эффективной или изофотной длин волн.

Не следует забывать, что лабораторное определение избирательных свойств аппаратуры можно безоговорочно использовать для дальнейшей астрономической интерпретации лишь в случае применения рефлектора в качестве питающей системы. При использовании рефрактора всегда есть опасность, что из-за хроматической аберрации крайние лучи, например ультрафиолетовые, выйдут частично за пределы диафрагмы поля электрофотометра. Это приведет к несоответствию рассчитанного на основании лабораторных измерений и фактического—действующих потоков  $w(\lambda)$ , что в свою очередь приведет к неверному значению для эквивалентной длины волны, получаемой на основании лабораторных данных. Подобное явление было обнаружено Хантером, Мартином и Аткинсоном [44] в работе Элви [58].

При лабораторных определениях избирательных свойств электрофотометрической аппаратуры обычно определяют отдельно спектральную чувствительность фотоэлемента  $\varphi(\lambda)$ , спектральную прозрачность применяемых фильтров— $f(\lambda)$  а также потери в оптике— $O(\lambda)$  [98, 48, 67]. Спектральная чувствительность всей электрофотометрической установки получится, очевидно, в результате перемножения всех этих функций:

$$\sigma(\lambda) = O(\lambda) f(\lambda) \varphi(\lambda) \quad (75)$$

Наибольшие трудности встречаются при определении  $O(\lambda)$ .

Фильтры исследуются, обычно, в параллельном свете, что не соответствует условиям их установки в электрофотометре, осуществляемой всегда в сходящемся или расходящемся пучках. В этом случае эффективная толщина фильтра будет, хотя и очень незначительно, но все же несколько больше, чем при его исследовании в параллельном свете. Действительно из рис. 18 видим, что эффективная толщина фильтра для

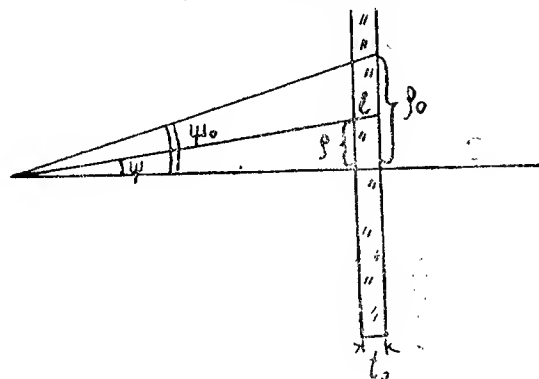


Рис. 18

осевого расходящегося светового потока будет равна

$$t_{eff} = \frac{t_0}{\pi \rho_0^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_0} l(\rho) \rho d\rho d\varphi,$$

где  $l(\rho)$  путь светового луча в фильтре для радиуса  $\rho$ , равный очевидно  $t \sec \psi$ . Переходя к переменной  $\psi$  и выполняя интегрирование, находим для относительного значения эффективной толщины фильтра:

$$\frac{t_{eff}}{t_0} = \frac{2}{3} \cot^2 \psi_0 (\sec^3 \psi - 1) \quad (76)$$

В таблице VI приведены значения относительно увеличения эффективной толщины фильтра  $\frac{t_{eff}-t_0}{t_0}$  для ряда светосил питающей системы:

Рассматриваемый эффект становится сколько-нибудь существенным лишь для очень больших апертур пучка. В случае нашей системы ( $D/F = 1/15$ ) и применения схемы выходного зрачка (уменьшающей расхождение потока, падающего на фильтр) рассмотренный эффект никакого значения не имеет.

Таблица VI

$D/F$	$[(t_{eff}-t_0)/t_0] \cdot 100$
1/10	0.0 %
1/5	0.3 %
1/2	0.5 %

Исследование избирательных свойств нашего фотометра мы посчитали целесообразным вести в условиях возможно более близких к условиям наблюдений. Мы отказались от раздельного исследования отдельных элементов электрофотометра, предпочтя исследовать его спектральную чувствительность в целом, как без светофильтров, так и с обоими применяемыми фильтрами BG3 и GG11. Подобное исследование имеет значительные преимущества, поскольку одновременно учитываются, без каких-либо дополнительных измерений, потери в оптике фотометра, вспомогательной линзе поля (линзе Фабри) и стеклянном окне корпуса, основательно заделанном в прибор, вынимать которое для отдельного исследования было бы поэтому крайне нежелательно.

Принципиальная схема исследования избирательных свойств фотометра дана на рис. 19.

В качестве диспергирующей системы мы использовали одинарный светосильный монохроматор Цейсса, любезно предоставленный Институтом химии Академии наук Грузинской ССР. Светосила монохроматора 1/5. Он имеет две сменные оптики: стеклянную для измерений в интервале 385  $m\mu$ —750  $m\mu$  и кварцевую (объективы ахроматы из кварца и каменной соли) — для интервала 250  $m\mu$ —405  $m\mu$ .

Отсутствие необходимого лабораторного источника ультрафиолетового света заставило нас воспользоваться светом Солнца, что имеет, между прочим, и свои значительные преимущества. Солнечный свет подавался в лабораторию при башне 33-см рефлектора через специально проделанное отверстие в стене лаборатории посредством примитивного гелиостата, приспособленного нами из штатива коронального электрофотометра (рис. 20). Диаметр алюминированного зеркала гелиостата равнялся 200 мм. Ввиду отсутствия часового механизма гидировка осуществлялась от руки.

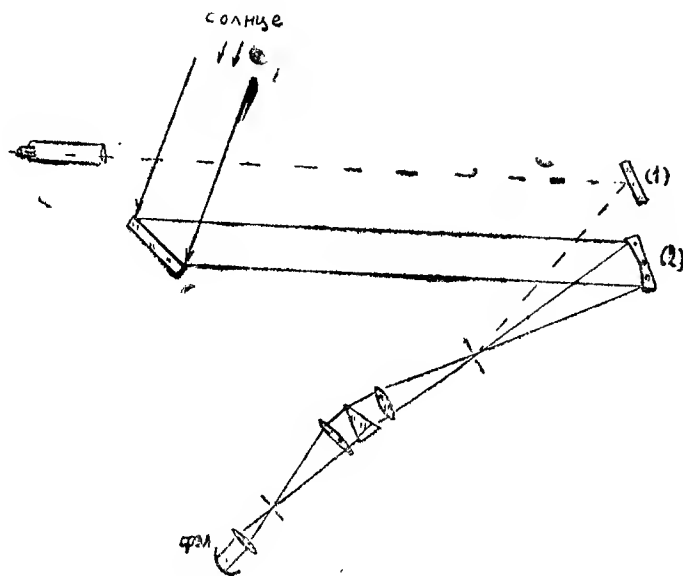


Рис. 19

Положение Солнца на щели монохроматора контролировалось посредством нивеллира и вспомогательного зеркала 1 (Рис. 19, 21). Конденсором служило сферическое алюминированное зеркало 2 ( $\phi = 50$  мм), установленное на рейтере оптической скамьи 3. Светосила этого зеркала ( $1/5$ ) соответствовала светосиле монохроматора. На второй оптической скамье 4 устанавливался термоэлемент Молля, которым измерялся световой поток, выходящий из второй щели монохроматора<sup>1</sup>. Термоэлектрические измерения велись гальванометром Цернике  $Z_c$ .

При исследовании фотометра термоэлемент снимался с оптической скамьи и на ней устанавливалась вспомогательная линза фотометра. Эта линза проектировала выходящий из монохроматора световой поток на слой фотоэлемента, находящегося на своем обычном месте в корпусе прибора. Последний устанавливался также на второй оптической скамье. Измерения фототока велись при помощи зеркального гальвано-

<sup>1</sup> На рис. 21 на скамье 4 установлен корпус фотоэлемента коронального электрофотометра 5, использовавшийся нами для исследования спектральной чувствительности различных фотоэлементов.

5. აბსტრუქტის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

метра. Расстояния между выходной щелью монохроматора, вспомогательной линзой и фотоэлементом были подобраны таким образом, чтобы с одной стороны весь выходящий пучек перехватывался линзой, а с другой стороны освещалась та же часть поверхности фотоэлемента, что и при его установке на рефлекторе. Этим условиям можно было добиться лишь при внефокальной проектировке Солнца на входную щель моно-

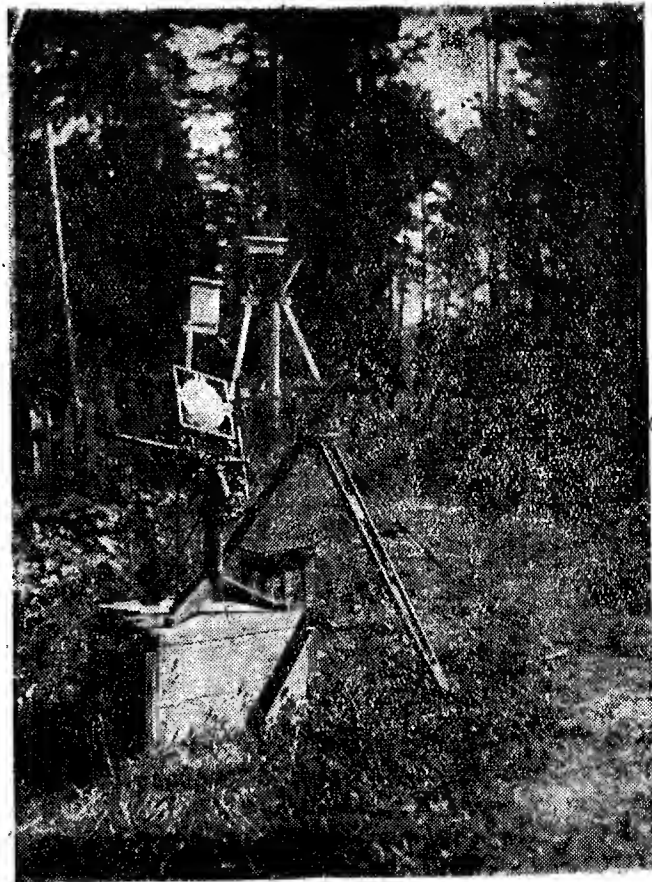


Рис. 20

хроматора. При работе в видимой области спектра, световые потоки были настолько велики, что внефокальная проектировка была необходима и из этих соображений. Но при работе в ультрафиолетовой области отбросы становились настолько малыми, что это вело к существенному понижению точности. При измерении фототоков в ультрафиолетовой области использовалась полная чувствительность гальванометра ( $1/\sigma_G = 5.7 \cdot 10^{-10}$  а/дел) вместо пониженной, применявшейся при работе в видимой области ( $1/\sigma_G = 4.1 \cdot 10^{-9}$  а/дел).

При измерении термотоков мы не могли пойти аналогичным путем ввиду значительно меньшей чувствительности термоэлемента. Нам оста-

свалось измерять термотоки при фокальной проектировке Солнца на входную щель монохроматора. Как показали специальные измерения, относительное распределение энергии практически не менялось при различной фокусировке Солнца.

При измерениях со светофильтрами, последние вводились перед окном корпуса фотометра. Апертура светового потока проходившего через фильтры была при этом меньше, чем при наблюдениях на рефлекторе, но, как мы уже видели выше (таблица VI), этим обстоятельством можно полностью пренебречь.

Для устранения влияния линий солнечного спектра наблюдения с термоэлементом и фотометром велись всегда при одной и той же ширине щели, хотя сама ширина щели менялась для различных участков спектра.

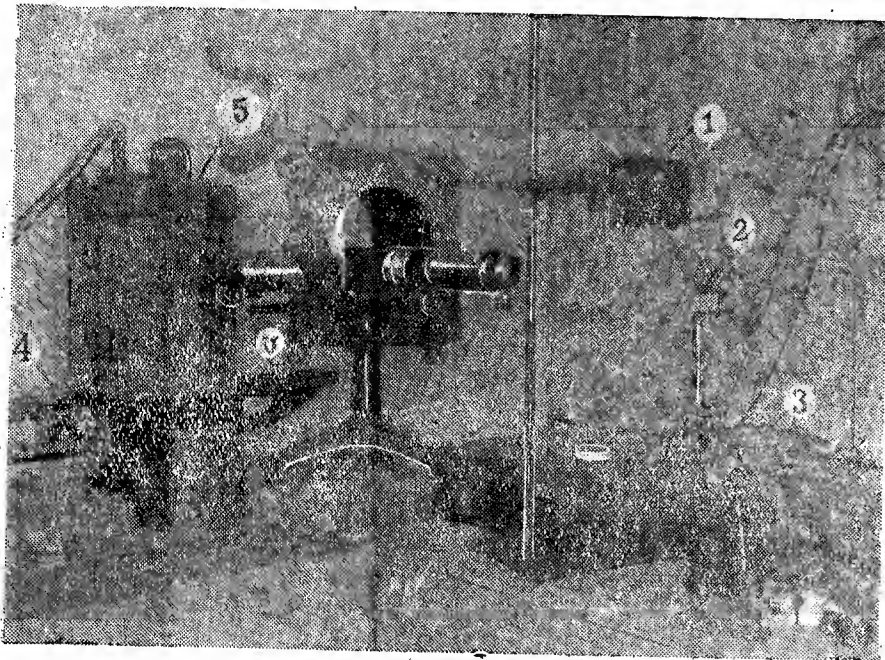


Рис. 21

При работе с одинарным монохроматором очень опасно влияние рассеянного света. Для уменьшения этого эффекта в ультрафиолетовой области, где оно будет наибольшим<sup>1</sup>, мы вводили фильтр UG2. Остаточное влияние рассеянного света учитывалось следующим образом. Наклоняя весь патрубок выходной щели вверх или вниз (при помощи специально предназначенного для изменения наклона винта 6 рис. 21) на-

<sup>1</sup> Отметим большую выгоду использования Солнца по сравнению с лампой накаливания с точки зрения меньшего влияния рассеянного света (относительно большая интенсивность ультрафиолетового света).

столько, что спектр выходил за её пределы и, переюстировав по высоте термоэлемент или фотометр, мы могли измерить эффект рассеянного света для различных длин волн, а затем и учесть его при последующих измерениях. Максимальный эффект рассеянного света составлял менее 2% от наибольшего отброса (при  $\lambda = 3750 \text{ \AA}$ ).

Наблюдения для изучения избирательных свойств аппаратуры велись только в совершенно ясную погоду, не слишком далеко от меридиана

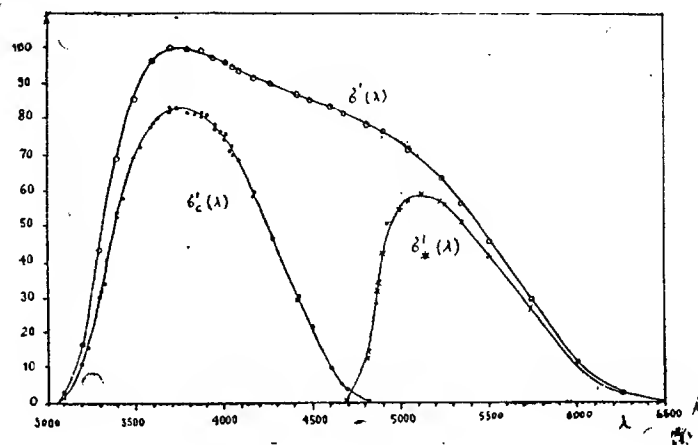


Рис. 22

на (в часовых углах  $\pm 2h$ ). Нас поразило постоянство спектральной прозрачности атмосферы на Канобили. Наблюдения, выполненные в различные дни, после приведения к одной шкале, практически совпадали.

Спектральная чувствительность электрофотометра была исследована с обоими применявшимися фотоэлементами. Наиболее существенными являются данные для фотоэлемента ФЭЛ-2, установленного в сентябре 1943 г., поскольку за основную систему каталога была принята система, полученная с этим фотоэлементом за период октябрь 1943 — март 1944 года (см. главу IV).

На рис. 22 приводятся результаты измерений спектральной чувствительности электрофотометра с ФЭЛ-2. Для измерений, выполненных с фильтрами ( $\sigma'_c(\lambda)$  и  $\sigma'_ж(\lambda)$ ), приводятся все отдельные наблюдения; для кривой, полученной без фильтра ( $\sigma'(\lambda)$ ) — только средние точки. В области 3100—4050 Å измерения велись на монохроматоре с кварцевой оптикой, а в области 3950—7500 Å — со стеклянной. Приводимые на рис. 22 значения есть отношения фототоков к соответствующим им термотокам, получавшимся для той же длины волны, при той же ширине щели. Эти отношения приведены к такому масштабу (общему для всех кривых), при котором максимальное значение спектральной чувствительности электрофотометра без фильтра равняется 100.



Мы ограничиваемся только этим чертежом, из которого можно судить о точности измерений. Мы не приводим цифровых данных, поскольку нас в конечном счете интересует спектральная чувствительность всей электрофотометрической установки, а не одного только электрофотометра. Подробные данные для всей установки мы приведем ниже, после рассмотрения вопроса об избирательном отражении света в рефлекторе.

Для определения потерь при отражении от алюминированных зеркал рефлектора мы могли исследовать только одно плоское нэсмитовское зеркало. Это заставляет сделать предположение о совпадении избирательного отражения от всех трех зеркал. Все они были одновременно алюминированы зимой 1940 года и находились в одинаковых условиях эксплуатации. Однако параболическое зеркало было однажды (в декабре 1941 года) промыто азотной кислотой, после чего обнаружилось некоторое покраснение цветовой системы (гл. III, § 10). Следовательно наше предположение о тождественности отражения от всех зеркал не вполне строго и является лишь некоторым приближением. Исследовать все три зеркала мы, к сожалению, не имели технической возможности.

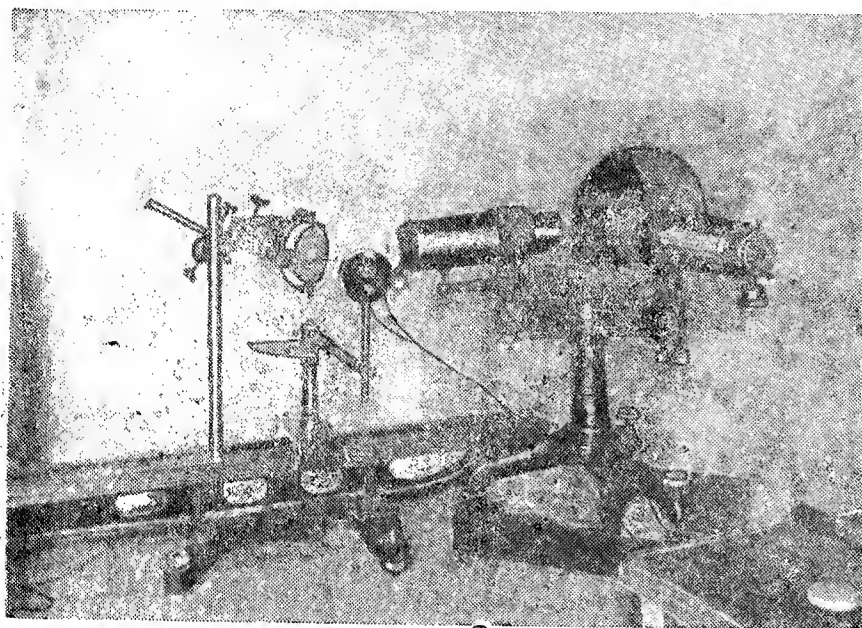


Рис. 23

Избирательное отражение от нэсмитовского зеркала было определено следующим образом. На рейтере второй оптической скамьи (рис. 19 и 23), установленной за выходной щелью монохроматора, укреплялся кронштейн с горизонтальным рычагом, вращающимся около вертикальной оси рейтера — взятый с нашей установки для исследования рассеивающих экранов [20] (Рис. 23). Повороты рычага могли отсчитываться по разделенному квадранту. На конце рычага укреплялся вентильный селено-теллуrowый фотоэлемент. Большой размер чувствительной по-

верхности фотоэлемента обеспечивал использование всего светового потока, выходящего из монохроматора, без применения какой-либо вспомогательной оптики. Спектральная чувствительность этого фотоэлемента охватывала весь интересующий нас диапазон длин волн (300—750  $m\mu$ .)

Измерения велись в следующей последовательности. Сначала, при положении фотоэлемента на выходной оптической оси монохроматора, измерялись выходящие из него световые потоки. Затем рычаг кронштейна поворачивался точно на  $90^\circ$ , а над центром вращения кронштейна устанавливалось исследуемое зеркало, центрировавшееся таким образом, чтобы освещалась точно та же поверхность фотоэлемента, что и при прямом измерении. После измерения светового потока в этом положении, измерения повторялись при прямом положении рычага, без испытываемого зеркала. Совершенно очевидно, что отношение измеренных монохроматических потоков в отраженном и прямом свете дает искомое значение монохроматического коэффициента отражения.

При измерениях в ультрафиолетовой области, для уменьшения влияния рассеянного света был применен фильтр BG<sup>3</sup>. Источником света, как и во всех выполненных нами исследованиях избирательных свойств аппаратуры, было Солнце.

Результаты измерений приведены в таблице VII. Во второй графе этой таблицы приведены наблюдаемые значения монохроматических коэффициентов отражения нэсмитовского зеркала  $r_0(\lambda)$ ; в третьей — принятые сглаженные значения  $r(\lambda)$ . Данные таблицы приведены также на рис. 24 (кружки), на котором для сравнения даны также значения опубликованные Петтитом [80] (крестики).

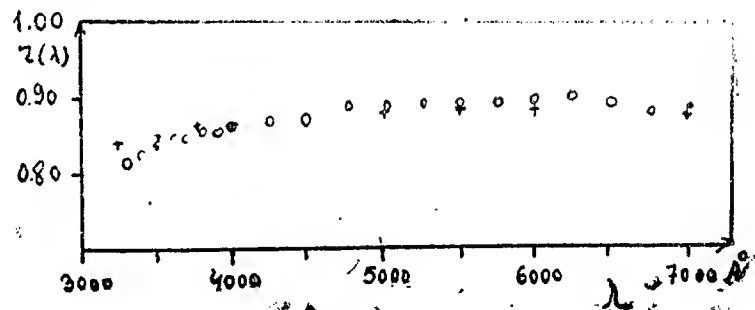


Рис. 24

Сравнение обоих рядов показывает весьма хорошее согласие. Наше зеркало дает лишь несколько более быстрое падение коэффициента отражения в ультрафиолетовой области.

Теперь мы имеем все необходимое для определения спектральной чувствительности всей электрофотометрической установки в целом, которая будет равна, очевидно

$$\sigma(\lambda) = \sigma'(\lambda) r^3(\lambda)$$

и соответственно для  $\sigma_c(\lambda)$  и  $\sigma_n(\lambda)$ . О сделанном нами допущении равенства  $r(\lambda)$  для всех трех зеркал рефлектора мы уже говорили выше.

Таблица VII

$\lambda$	$r_0 \lambda$	$r(\lambda)$	Примечание	$\lambda$	$r_0 \lambda$	$r(\lambda)$	Примечание
330 $m\mu$	0.817	0.817	кварц. опт. с филтр. BG3	475 $m\mu$	0.890	0.884	стекл. опт. без филтра
340	0.826	0.825	" " " "	500	0.883	0.878	
350	0.835	0.832	" " " "	525	0.890	0.890	
360	0.843	0.840	" " " "	550	0.891	0.891	
370	0.845	0.847	" " " "	575	0.891	0.891	
380	0.857	0.852	" " " "	600	0.888	0.891	
390	0.852	0.856	" " " "	625	0.901	0.891	
400	0.859	0.860	" " " "	650	0.888	0.890	
425	0.865	0.869	стекл. опт. без филтра	675	0.880	0.885	
450	0.868	0.877	" " " "	700	0.880	0.880	

Значения спектральной чувствительности всей нашей электрофотометрической установки приведены в таблице VIII, не требующей каких-либо пояснений. В ней даются также данные для спектральной чувстви-

Таблица VIII

Фотоэлемент ФЭЛ-2				Фотоэлемент ФЭЛ-1		
$\lambda$	$\sigma(\lambda)$	$\sigma_c(\lambda)$	$\sigma_{ж}(\lambda)$	$\sigma(\lambda)$	$\sigma_c(\lambda)$	$\sigma_{ж}(\lambda)$
310 $m\mu$	2.4	1.6		1.0	0.6	
320	14.2	10.0		3.8	2.7	
330	38.4	26.2		18.3	11.9	
340	62.6	46.8		34.6	24.6	
350	80.4	64.6		57.1	45.2	
360	92.7	75.4		77.9	62.8	
370	98.4	81.6		89.6	74.0	
380	99.8	83.0		95.4	78.3	
390	100.0	82.2		98.6	79.4	
400	99.4	77.7		100.0	78.3	
410	98.7	70.7		99.4	71.2	
420	97.4	58.9		96.9	58.8	
430	95.6	47.4		94.0	45.6	
440	94.2	34.5		90.4	32.7	
450	93.0	23.5		86.5	21.9	
460	91.8	11.7	0.0	82.7	12.7	
470	90.5	4.5	1.6	78.8	4.2	2.3
480	89.0	1.1	13.1	75.0	1.0	15.4
490	86.4	0.0	47.1	70.2	0.0	38.5
500	82.9		62.1	65.8		51.5
510	78.8		66.5	63.5		54.4
520	74.1		66.2	57.7		51.2
530	67.5		60.8	51.3		46.2
540	60.2		53.9	45.6		40.8
550	52.1		46.8	40.0		35.4
560	44.0		39.8	33.7		30.8
570	36.6		32.4	27.9		25.4
580	28.6		25.4	22.3		20.2
590	20.0		18.1	17.3		16.0
600	12.6		12.0	12.0		11.5
610	7.8		7.2	8.0		7.7
620	4.2		4.0	5.0		4.4
630	2.6		2.4	2.1		1.9
640	1.8		1.6	1.6		1.3
650	1.3		1.1	1.2		1.0
660	0.9		0.8	0.6		0.5
670	0.6		0.5	0.4		0.3
680	0.3		0.2	0.0		0.0

тельности установки с фотоэлементом ФЭЛ-1, с которым велись наблюдения с весны 1940 г. по 1.IX.1943 г.

На рис. 25 приведены значения спектральных чувствительностей  $\sigma(\lambda)$ ,  $\sigma_c(\lambda)$  и  $\sigma_{ж}(\lambda)$ , полученные для нашей аппаратуры с фотоэлементом ФЭЛ-2. На этом рисунке под шкалой длин волн приведен спектр водорода, показывающий, что практически все водородное поглощение, включая и непрерывный континуум за головой серии Бальмера, попадает в область  $\sigma_c(\lambda)$ . Область же  $\sigma_{ж}(\lambda)$  практически совершенно свободна от влияния водородных линий. Для нашей цветовой системы должны, следовательно, особо резко выявиться все эффекты изменения водородного поглощения и в частности эффект абсолютной величины.

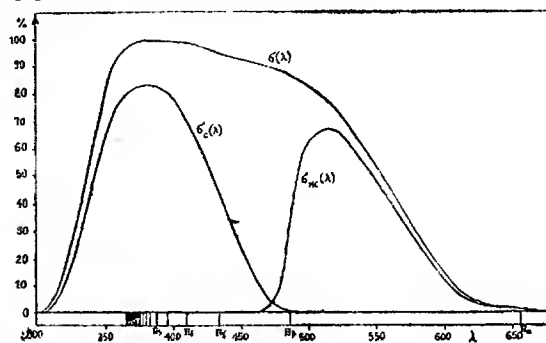


Рис. 25

Пользуясь данными таблицы VIII, не представляет никакого труда найти значения для осредненных длин волн, рассмотренных выше, и характеризующих цветовую систему, полученную с фотоэлементом ФЭЛ-2. Все эти значения сведены в таблице IX.

Таблица IX

Спектр	Без фильтра			Желтый фильтр			Синий фильтр	
	$\lambda_{eff}$	$\lambda_e$	$\lambda_i$	$\lambda_{eff}$	$\lambda_e$	$\lambda_i$	$\lambda_{eff}$	$\lambda_e$
B3	424 $m\mu$	414 $m\mu$	445 $m\mu$	527 $m\mu$	526 $m\mu$	530 $m\mu$	382 $m\mu$	383 $m\mu$
B5	427	419	451	528	526	530	387	384
B8	431	423	458	528	527	530	394	386
B9	436	429	465	528	527	530	400	390
A0	441	433	473	528	527	530	406	396
$\lambda_m$	447 $m\mu$			534 $m\mu$			391 $m\mu$	

Изofотные длины волн перестают быть однозначными для области применяемого нами синего фильтра, поскольку кривые распределения энергии в спектрах ранних звезд имеют сложный ход в этой области, обусловленный водородным поглощением (гл. III, § 2). Это и объясняет отсутствие  $\lambda_i$  для синего фильтра в таблице IX. В таблице IX обращает на себя внимание большое постоянство осредненных длин волн

для желтого фильтра и весьма значительная их зависимость от спектрального типа — для синего.

Наибольший интерес для дальнейшего представляют эквивалентные длины волн для звезд В8—В9. Соответствующие значения для желтого и синего фильтров равны соответственно 527 и 388  $m\mu$ <sup>1</sup>.

Экспериментальное определение уравнения яркости электрофотометра. Мы уже указывали на возможные источники уравнения яркости. Это — непропорциональность фотоэлемента, изменение ускоряющего потенциала при изменении нагрузки в цепи фотоэлемента, кривизна характеристики усилителя и поляризация входного сопротивления. Первый источник отпадает — наш фотоэлемент строго следует закону пропорциональности. Пологие характеристики наших фотоэлементов исключают и вторую причину. Эффект крутизны характеристики усилителя нами изучен (§ 3) и легко поддается учету. В принятых нами условиях наблюдений он не выходит практически за пределы точности измерений. Хуже обстоит дело с эффектом поляризации входного сопротивления. Не имея возможности изучить этот эффект при помощи специальных исследований, мы посчитали необходимым исследовать весь электрофотометр на уравнение яркости.

Для лабораторного изучения уравнения яркости мы должны были иметь возможность обеспечить строго нейтральную градацию освещенности некоторого источника света — во всем рабочем интервале звездных освещенностей. Цветовой эквивалент этого источника должен был быть достаточно велик по абсолютной величине, чтобы обеспечить уверенное выявление исследуемого эффекта. Условия освещения фотоэлемента должны были, конечно, соответствовать условиям звездных наблюдений.

Учитывая все вышеизложенное, мы вели данное исследование следующим образом. Не снимая электрофотометра с 33-см рефлектора, мы установили последний в такое положение, что патрубок светового радиоактивного стандарта устанавливался горизонтально (рис. 26). Сам стандарт удалялся, а на его место ставилась диафрагма, закрытая тонким матовым стеклышком. Размер этой диафрагмы был подогнан так, что изображение ее, проектировавшееся на слой фотоэлемента, соответствовало размерам выходного зрачка оптической системы рефлектор-электрофотометр.

В башне рефлектора устанавливалась оптическая скамья, на рейтере которой укреплялась 2.5 вольтовая лампочка. Накал последней регулировался реостатом и контролировался точным зеркальным вольтметром. Установка скамьи обеспечивала перемещение лампочки строго вдоль оси оптической системы радиоактивного стандарта.

Градация света осуществлялась при помощи вращающихся секторов. Мы имели в своем распоряжении пять таких секторов, употреблявшихся нами ранее для исследования рассеивающих экранов [20]. Все эти сектора были градуированы при помощи коронального электрофотометра с применением компенсационной схемы измерения фототоков (§ 3), используя для градации света закон квадратов расстояний.

<sup>1</sup> Напомним, что эти значения справедливы, строго говоря, лишь для близких звезд, для которых межзвездное поглощение еще незначительно (см. выше).

Результаты градуировки приведены в таблице X, где даны значения ослабления света секторами, выраженные в шкале звездных величин, а также средние ошибки их определения.

Таблица X

Сектор	Ослабление
CO-I	$1^m.006 \pm 0^m.001$
CO-II	$1.997 \pm 0.002$
CO-III	$3.060 \pm 0.003$
CO-IV	$3.961 \pm 0.008$
CO-V	$4.585 \pm 0.015$

Вращение секторов осуществлялось вручную при помощи приспособленного нами механизма для перемотки кино-лент. Мы легко могли достигать скорости вращения секторов до 20 оборотов в секунду, что соответствовало 40 вспышкам света в секунду, поскольку сектора имеют симметричные вырезы. Как показали наблюдения, скорость вращения не сказывается на значении отброса, как только частота вспышек становится больше 20.

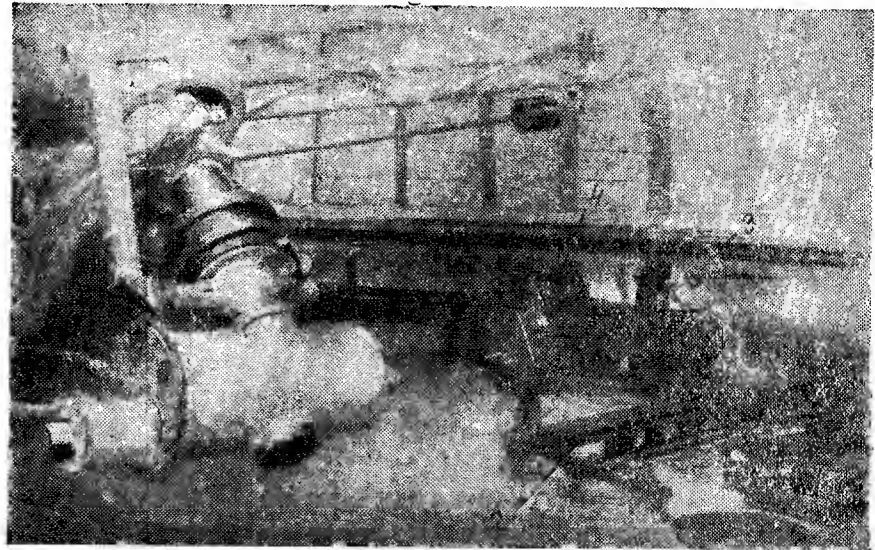


Рис. 26

Применяя только сектора, мы могли перекрыть диапазон освещенностей, соответствующий звездам от  $4^m$  до  $9^m$ . Перемещая кроме того, лампочку по оптической скамье, мы могли расширить диапазон освещенностей, повысив его до значений, соответствующих  $3^m$ . Более яркие звезды, которых у нас были считанные единицы, мы наблюдали с мень-

шим входным сопротивлением. Исследования уравнения яркости для желтого гипохлоритового раствора  $\square 3^m$ , не представлялось, поэтому, необходимым.

Для подгонки цветового эквивалента лампочки к значению цветовых эквивалентов звезд мы установили в оптическом пути стандарта желатиновый фильтр дневного света. Кроме того нами вводился более или менее нейтральный алюминиевый фильтр. При накале лампочки в 2.24 в. мы получили световой поток с цветовым эквивалентом  $\sim 1^m 0$ , что явилось вполне достаточным для нашей цели. То, что цветовой эквивалент был положителен, тогда как при наблюдении звезд В8—В9 мы имеем дело с отрицательными эквивалентами, не имеет, очевидно, ни малейшего значения. В данном случае существенно лишь абсолютное его значение. Вряд ли надо отмечать что были приняты все необходимые меры для исключения влияния рассеянного света.

Исследование уравнения яркости велось в течение пяти вечеров. Секторные ослабители чередовались произвольным образом, при чем сектора, дававшие большие ослабления (СО-III и СО-IV), наблюдались чаще, чем дававшие меньшие. Сектор СО-V совсем не использовался, так как он давал слишком большое ослабление (соответствующее звезде  $\sim 9^m$ ). Для дополнительного контроля постоянства цвета лампочки мы производили через каждые полчаса наблюдения без сектора (обозначаемые нами как «СО-0»). Оказалось, что в течение даже самой продолжительной серии наблюдений (3.5 часа) цвет лампочки оставался совершенно постоянным. Это видно на примере контрольных наблюдений (выполненных за один из вечеров), приводимых в таблице XI, которая характеризует также точность измерений, получающуюся при наблюдениях без ослабления секторами. Средняя квадратичная ошибка одного контрольного наблюдения составляет  $\pm 0^m 002$ .

Таблица XI

T	СО-0
21 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup> .989
21 40	0.987
22 14	0.988
22 44	0.984
23 27	0.987
23 59	0.986
0 32	0.985

Из цветовых эквивалентов, наблюдавшихся с применением секторов, вычитался цветовой эквивалент, полученный непосредственно. Эти разности  $\Delta c$  и определяют искомое уравнение яркости. Очевидно, что в случае отсутствия последнего все  $\Delta c$  должны равняться нулю, (мы отвлекаемся сейчас от случайных ошибок измерений).

Полученные средние значения  $\Delta c$  приведены в таблице XII, в которой даны: обозначение сектора, число определений цвета (полных наб-

людений по схеме 2-4-4-2, полученная разность  $\Delta c$  и средняя ошибка ее определения.

Среднюю ошибку при СО-О надо понимать как точность результата определения цвета лампы без применения секторов.

Данные таблицы XII представлены на рис. 27. Мы видим, что фотометр действительно имеет некоторое, хотя и незначительное, уравнение яркости, начинающее сказываться для звезд  $\square 5^m$ . В нашем случае это уравнение определяется величиной отбросов гальванометра, зависящих от целого ряда факторов, а не только непосредственным значением освещенности на фотозаэлементе. Тем не менее на рис. 27 приведена ориентировочная шкала звездных величин.

Таблица XII

Сектор	Число наблюдений	$\Delta C$
СО-0	22	$0.000 \pm 0.000$
СО-I	8	$+0.009 \quad 0.000$
СО-II	9	$+0.011 \quad 0.003$
СО-III	12	$+0.009 \quad 0.002$
СО-IV	10	$+0.014 \quad 0.008$

Для уточнения хода кривой в области  $3^m - 5^m$  мы произвели наблюдения еще для двух значений освещенности, перемещая лампочку по оптической скамье. Полученные значения  $\Delta c$  также приведены на рис. 27.

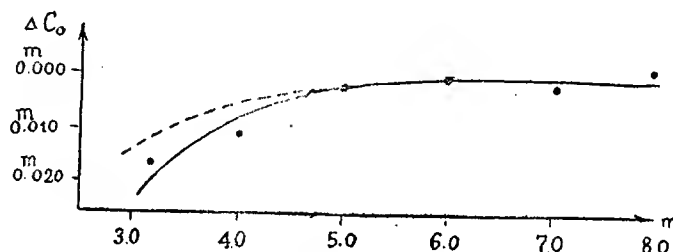


Рис. 27

Представляло интерес сравнить полученные значения изменения цвета с рассчитанными на основании кривизны характеристики усилителя (см. выше рис. 7). Исходя из отбросов в синем фильтре (меньших в данном случае!) и наблюдаемого цветового эквивалента лампочки, немедленно находим кривую, нанесенную пунктиром (рис. 27). Нуль-пункт этой кривой мы установили так, чтобы она наилучшим образом соответствовала наблюдаемой в области малых освещенностей, где влияние уравнения яркости практически отсутствует.

Сравнение кривых показывает, что для больших освещенностей экспериментально найденная кривая дает существенно большее уравнение яркости, чем рассчитанное по характеристике усилителя. Повидимому, здесь играет роль поляризация большого сопротивления.



Для звезд от  $5^m$  до  $4^m$  она сколько-нибудь заметно скажется лишь для наиболее белых звезд. Напомним, что приведенные кривые соответствуют наблюдаемому цветовому эквиваленту в  $1^m0$ . Между тем с фотоэлементом ФЭЛ-2 наиболее белые звезды нашей программы дают наблюдаемые цветовые эквиваленты  $c \sim -0^m5$ , что для  $4^m$  дает поправку  $+0^m005$ . С фотоэлементом ФЭЛ-1 наиболее белые звезды давали  $c \sim -1^m0$ , но зато с этим фотоэлементом получались отбросы в два раза меньше, что в конечном итоге приводит к тому же эффекту, что и с фотоэлементом ФЭЛ-2.

Учет уравнения яркости мы производили по черт. 7 (§ 3), удваивая полученные поправки, поскольку наблюдаемая кривая дает примерно удвоенный эффект по сравнению с расчетной. Ввиду очень небольшой величины поправок, лишь незначительно выходящих из пределов точности измерений, мы посчитали такой способ учета допустимым. Наибольшая поправка не превосходила  $0^m01$  в нашей системе, что соответствует всего  $0^m007$  в международной (гл. V, § 3).

Наиболее правильным было бы наблюдение звезд  $\square 5^m$  с меньшим входным сопротивлением. В этом случае совершенно отпала бы необходимость учета уравнения яркости. К сожалению, как уже отмечалось выше, экземпляр фотометра с которым мы вели настоящую работу, не имел приспособления для включения различных входных сопротивлений. При наблюдениях наиболее ярких звезд ( $\square 3^m5$ ), мы заменяли обычно используемое сопротивление, равное  $5.4 \cdot 10^{10}$  ом, на  $3.3 \cdot 10^9$  ом, что соответствует смещению кривой рис. 27 примерно на  $3^m$ . С этим сопротивлением будет полностью отсутствовать уравнение яркости до звезд  $2^m$ .

Не лишено интереса сравнить цветовые эквиваленты, полученные как с большим, так и малым сопротивлением. Проведенный нами с этой целью предварительный, крайне незначительный ряд наблюдений подтвердил отсутствие сколько-нибудь значительного уравнения яркости. Однако для точного определения такого уравнения астрономическим путем необходимо было бы специально получить достаточно значительный вспомогательный наблюдательный материал. Экономя ночи для выполнения основной программы мы посчитали более целесообразным ограничиться лабораторным исследованием уравнения яркости.

В заключение соберем все данные, касающиеся фотоэлектрической части нашего прибора.

#### 1. Фотоэлемент (ФЭЛ-2, газополный, сурьмяно-цезиевый)

Ускоряющий потенциал	140 в
Общая чувствительность (для газополной лампы с цветовой температурой $2800^\circ$ )	300 мка/лм
Темновой ток при $U_{фэл} = 140$ в.	$1.3 \cdot 10^{-13}$ а
Минимальный измеримый фототок	$1.1 \cdot 10^{-14}$ а
Предельная полезная чувствительность ( $T_c = 2800^\circ$ )	$3.7 \cdot 10^{-11}$ лм

## II. Электрометрический усилитель постоянного тока (по схеме Пенника с лампой D---96475)

Сеточный ток лампы в рабочих условиях . . . . .	$3 \cdot 10^{-15}$ а
Входное сопротивление . . . . .	$5.4 \cdot 10^{10}$ ом
Крутизна усилителя . . . . .	37.8 мка/в
Чувствительность гальванометра . . . . .	1770 д/мка
Максимальная вольтовая полезная чувствительность	29000 д/в
Минимальное измеримое напряжение . . . . .	$6.8 \cdot 10^{-4}$ в
Минимальный измеримый ток . . . . .	$1.3 \cdot 10^{-14}$ а
Токовое усиление . . . . .	$2 \cdot 10^6$

## III. Электрофотометрическая установка в целом

Общая чувствительность для звезды спектрального типа АО . . . . .	1200 мка/лм
Проникающая способность . . . . .	$9^{m}5 - 10^{m}0$ .

## ГЛАВА ВТОРАЯ

## ПОЛУЧЕНИЕ НАБЛЮДЕННЫХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ

## § 1. Техника наблюдений

После подачи напряжения на усилитель электрофотометра проходит некоторое время прежде, чем он придет в стабильное состояние и смещение нуля гальванометра станет достаточно малым.

Лампа Д - 96475 очень чувствительна к изменению режима накала. Это исключает возможность регулировки последнего во время наблюдений, так как малейшее изменение накала дает эффект сильного сползания нуля, весьма медленно убывающий со временем. Поэтому необходимо включать усилитель часа за полтора до начала наблюдений. Сразу после включения напряжение батареи накала заметно падает и ток накала лампы становится ниже нормального. Через четверть часа после включения усилителя его накал необходимо подтянуть до нормы. Никакая дальнейшая регулировка накала не допускается.

Те четверть часа, которые проходили от момента включения усилителя до окончательной регулировки его накала, использовались нами для откачки корпуса электрофотометра, осуществлявшейся при помощи двухступенчатого масляного форвакуумного насоса. Десяти минут было вполне достаточно, чтобы получить предельное разрежение—достигающее нескольких сотых миллиметра. Как уже указывалось, контроль вакуума производился по наблюдению характера свечения в разрядной трубке, соединенной с корпусом фотометра.

Напряжение на электроды трубки подводилось от тракторной бобины, питаемой от четырех щелочных аккумуляторов, используемых также для освещения шкалы гальванометра и питания электромагнитного затвора. Контроль вакуума не следует производить перед началом наблюдений и тем более во время их выполнения. Большое число ионов, образующихся в корпусе электрофотометра при прохождении разряда, вызывает резкое понижение стабильности усилителя.

Наблюдения на электрофотометре велись двумя наблюдателями. Один наблюдатель—«верхний» оперировал с рефлектором: наводил его на измеряемый объект, проверял центровку электрофотометра по отношению к гиду, гидировал и по сигналу второго наблюдателя менял светофильтры. Другой наблюдатель—«нижний», находившийся в помещении под полом башни рефлектора, оперировал затвором, вел отсчеты гальванометра, запись наблюдений и регулировал, также, работу усилителя.

Наблюдения выполнялись по одной из следующих схем последовательной смены желтого и синего фильтров, каждая из которых образует одно «полное» наблюдение цветового эквивалента:

Желтый ф. (3 отброса)—синий ф. (6 отбросов)—желтый ф. (3 отброса),  
или

желтый ф. (2 отброса)—синий ф. (4 отброса)—желтый ф. (4 отброса)  
—синий ф. (4 отброса)—желтый ф. (2 отброса).

Эти схемы сокращенно записываем так: 3-6-3 и 2-4-4-4-2. Первая схема использовалась, как правило, при наблюдении более ярких звезд  $\square 6^m 5$ . Вторая—более слабых, а так же для стандартных звезд (гл. III, § 5), наблюдаемых для определения цветовой прозрачности атмосферы. Схема 2-4-4-4-2, состоящая, собственно, из двух отдельных спаренных наблюдений, произведенных каждое по схеме 2-4-2, позволяет судить и о внутренней точности наблюдений.

Измерения звезд шли через «рабочую» диафрагму электрофотометра (D2). Каждое полное наблюдение звезды сопровождалось определением эффекта фона неба, производившимся через «диафрагму фона» (D4). Только для очень близких между собою звезд мы ограничивались наблюдением одного, общего для этих звезд, фона. На фоне брались два-три отброса в каждом фильтре. При обработке наблюдений эти отбросы редуцировались к рабочей диафрагме и вычитались из соответствующих отбросов, полученных на звезде. Наблюдения стандартных звезд сопровождалось наблюдениями радиоактивного светового стандарта, при измерении которого брались четыре-пять отбросов.

В качестве примера записи и первичной обработки наблюдений приводим выписку из Журнала наблюдений (№13, стр. 84 за 1.XII.1943), которую поясняет нижеследующая схема записи наблюдений (курсивом выделены данные, записываемые непосредственно у инструмента).

Схема записи наблюдений

Номер наблюдения		Звезда (m)						Чувствительность				
$i_1$		желтый ф.			синий ф.			желтый ф.			стандарт	
		$n_{ож}$	$n_{*ж}$	$\Delta n_{*ж}$	$n_{ос}$	$n_{*с}$	$\Delta n_{*с}$	$n_{оф}$	$n_{фж}$	$\Delta n_{фж}$	$n_o$	$n$
		$n_{ож}$	..	..	$n_{ос}$	..	..	$n_{оф}$	..	..	$n_o$	..
		..	..	..	..	..	..	..	..	..	..	..
$i$	$\bar{\theta}$											
$\theta_2$												
$i_2$												

## Выписка из журнала наблюдений

14	295S = HD 38709 (6 <sup>m</sup> 6)										1000/2000
4 15	136.0	171.8	35.4	136.7	179.9	43.5	132.4	164.0	31.8		1.5698
	136.9	171.0	34.2	136.0	179.9	44.1	132.0	164.0	32.0		1.4564
	136.7			135.5	178.4	42.6	132.1	164.0	31.8		0.1134
	135.2	170.3	35.0	136.2	177.8	42.1	132.3		31.87		
4 19 <sup>m</sup>	135.3	170.0	34.8	135.2					6.25		-0 <sup>m</sup> 283
22 32	135.0	169.2	34.4	134.5	177.8	43.4					
	134.7	169.3	34.7	134.4	177.4	43.0	132.3	162.9	30.4		+1.5666
	134.5			134.3	176.8	42.7	132.7	163.2	30.8		1.4579
	133.0	168.9	35.8	133.9	175.5	42.1	132.2	161.7	29.7		0.1087
22 36	133.2	168.0	34.9	133.0	43.08	42.80	131.8		30.30		
4 23	133.0	34.85	34.95								
		6.25	6.25		5.94	5.94			5.94		-0 <sup>m</sup> 272
	28.60	28.70		37.14	36.86						

15	304S = HD 39018 (7 <sup>m</sup> 5)										1000/2000
4 30	177.3	203.3	25.5	177.5	214.9	37.3	фон 295 S				1.4975
	178.2	202.4	24.6	177.8	214.6	37.4					1.2776
	177.5			176.5	213.8	37.2					0.2199
	176.0	201.2	25.2	176.7	214.0	37.6					
4 34	176.0	201.4	25.5	176.0							-0 <sup>m</sup> 550
22 45	175.8	200.4	24.2	174.3	212.0	37.4					
	174.5	200.0	25.6	174.8	211.4	37.0					1.4964
	174.3			174.0	211.0	37.2					1.2753
	173.1	198.7	25.7	173.7	211.0	37.6					0.2211
22 49	172.9	197.3	24.9	173.1	37.38	37.30					
		25.20	25.10								
4 38	171.9	6.25	6.25		5.94	5.94					-0 <sup>m</sup> 553
	18.95	18.85		31.44	31.36						

16	( стандартная HD 38899 (4 <sup>m</sup> 9)										200/3000			
4 42	167.9	222.2	54.3											
	167.9	221.7	53.7	167.8	251.6	83.6	167.3	173.2	6.0	166.7	241.4	74.4	1.9141	
	168.0			168.1	251.4	83.2	167.2	173.1	6.1	167.2	241.2	74.0	1.7221	
4 44	168.0	221.2	54.1	168.2	251.0	82.8	166.9		6.05	167.2	241.1	74.0	0.1920	
22 56	168.0	221.7	53.6	168.3	251.5	83.3			1.18	167.0	240.7	73.9		
	168.2	221.9	53.9	168.0						167.0		74.08	-0 <sup>m</sup> 480	
4 47	168.0	221.5	53.5	168.0	251.0	83.0	166.9	173.0	6.0					
22 59	168.0			168.0	251.6	83.5	167.1	172.9	5.8				1.9150	
	167.8	222.1	54.3	168.2	251.8	83.7	167.1		5.90				1.7228	
	167.8	222.1	54.3	168.0	251.3	83.3			1.16				0.1922	
23 01	167.8	53.92	54.00	167.9	83.22	83.38								
4 49		1.18	1.18		1.16	1.16							-0 <sup>m</sup> 480	
		52.74	52.82		82.06	82.22								

6. აბასთუმის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

В первой графе записывались моменты начала и конца наблюдения по звездному времени ( $t_1$  и  $t_2$ ), а также часовой угол, соответствующий моменту окончания наблюдения ( $\Theta_2$ ), отсчитывавшийся верхним наблюдателем по часовому кругу рефлектора. Здесь же записывался часовой угол ( $\bar{\Theta}$ ), соответствующий среднему моменту наблюдения ( $\bar{t}$ ). Во второй графе записывались наблюдения в желтом фильтре;  $n_{ож}$ —отсчет гальванометра при закрытом затворе, а  $n_{*ж}$ —отсчет на звезде:  $\Delta n_{*ж}$ —отброс гальванометра, получаемый вычитанием из  $n_{*ж}$  полусуммы предыдущего и последующего отсчетов  $n_{ож}$ . В третьей графе аналогичным образом записывались наблюдения в синем фильтре. В четвертой—наблюдения фона (вверху в желтом, а внизу в синем фильтрах). Под средними отбросами для диафрагмы фона подписывались их значения редуцированные к рабочей диафрагме. В пятой графе записывались наблюдения радиоактивного стандарта, наблюдавшегося при стандартных звездах. Наконец, последняя—шестая графа служила для вычисления наблюдаемого цветового эквивалента. Этот последний зависит, очевидно, от зенитного расстояния и времени  $t$  (влияние изменений прозрачности атмосферы). Поскольку отбросы гальванометра могут считаться пропорциональными действующим потокам, то наблюдаемый цветовой эквивалент для обычных, не слишком ярких, звезд равняется:

$$c(\zeta, t) \approx -2.5 \log \frac{\overline{\Delta n_{*с}}}{\overline{\Delta n_{*ж}}},$$

где  $\overline{\Delta n_{*с}}$  и  $\overline{\Delta n_{*ж}}$  средние отбросы на звезде в синем и желтом фильтрах, освобожденные уже от эффекта фона.

Время, затрачивавшееся на получение одного полного наблюдения по схеме 2—4—4—4—2, составляло около 15 минут, включая и время, необходимое для наводки на звезду, ее отождествление, а также для проверки центрировки электрофотометра по отношению к гиду. В соответствии с этим мы и составляли программы наших наблюдений.

На вопросах планирования работы и подготовки программы наблюдений мы остановимся в конце следующей главы, после рассмотрения вопроса о получении внеатмосферных цветовых эквивалентов.

Программные наблюдения велись нами лишь в безлунные ночи.

## § 2. Точность непосредственных наблюдений

Обратимся теперь к рассмотрению внутренней точности наших наблюдений. Как уже указывалось выше, оценку этой точности можно получить из наблюдений выполненных по схеме 2—4—4—4—2, разбивая каждое из них на два наблюдения вида 2—4—2 и вычисляя по ним два независимые значения наблюдаемых цветовых эквивалентов.

В таблице XIII приводятся средние ошибки ( $\sigma_0$ ) одного определения цветового эквивалента по схеме 2—4—4—4—2. В первой графе дана средняя величина использованной группы звезд; во второй—число наблюдений, вошедших в данную группу; в третьей—средняя ошибка определения цветового эквивалента. Данные таблицы XIII получены с фотоэлементом ФЭЛ-2 и относятся к осени 1943 года. Таблица XIII иллюстрируется рис. 53.

Мы видим, что внутренняя точность наблюдений достаточно высока вплоть до наиболее слабых звезд нашей программы. Чрезвычайно существенной задачей является сохранение этой точности при редукции наблюдений за избирательное ослабление света в земной атмосфере. К рассмотрению этой основной проблемы, возникающей при построении электроколориметрического каталога, мы и обращаемся в следующей главе.

Таблица XIII

$m$	$n$	$\sigma_0$
4 <sup>m</sup> .33	77	$\pm 0.003$
4.90	14	0.004
5.87	15	0.005
6.13	15	0.006
6.40	21	0.007
6.65	33	0.008
6.89	46	0.011
7.12	53	0.010
7.37	83	0.014

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

## ПОЛУЧЕНИЕ ВНЕАТМОСФЕРНЫХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ

## § 1. Основные уравнения

Для получения значений цветовых эквивалентов, освобожденных от влияния избирательного ослабления света в земной атмосфере, наблюдаемые значения должны быть редуцированы к внешней границе атмосферы. При построении точных каталогов недопустимо ограничиваться приведением к зениту, т. к. в этом случае неизбежны, как систематические ошибки, возникающие из-за наличия сезонного хода прозрачности, так и увеличение случайных ошибок из-за сравнительно быстрых ее изменений, происходящих как от ночи, к ночи, так и в течение одной ночи.

Редукции за избирательное ослабление света в земной атмосфере осуществляются по известной формуле:

$$c_0 = c(\zeta, t) \cdot \alpha(t, c_0) F(\zeta), \quad (1)$$

где  $c_0$ —внеатмосферный цветовой эквивалент звезды,  $c(\zeta, t)$ —наблюденный—на зенитном расстоянии  $\zeta$ , в момент времени  $t$ ,  $\alpha(t, c_0)$ —фактор избирательного ослабления света атмосферой в момент наблюдения, а  $F(\zeta)$  соответствующая  $\zeta$  масса воздуха.

Фактор избирательного ослабления связан с коэффициентом избирательной прозрачности известным соотношением:

$$\alpha(t, c_0) = -2.5 \log p(t, c_0) \quad (2)$$

Уравнение (1) получается как разность аналогичных ему уравнений

$$\left. \begin{aligned} m_0^{(1)} &= m^{(1)}(\zeta, t) - \alpha^{(1)}(t, c_0) F(\zeta) \\ m_0^{(2)} &= m^{(2)}(\zeta, t) - \alpha^{(2)}(t, c_0) F(\zeta) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

но относящихся к ослаблению блеска звезды для двух используемых светофильтров (1) и (2):

При применении формулы (3), а следовательно и (1), необходимо иметь в виду, что эти формулы строго справедливы лишь для монохроматического излучения. Действительно, с одной стороны  $F(\zeta)$ , хотя и крайне незначительно, но все же зависит от длины волны. Это видно из выражения для массы воздуха:

$$F_\lambda(\zeta) = \frac{1}{F(0)} \int_0^\zeta \kappa_\lambda(h) ds$$

где  $F(0)$  масса воздуха в зените, а  $\kappa_\lambda(h)$  коэффициент поглощения воздуха на высоте  $h$ . Интегрирование ведется по траектории луча в атмосфере, которая будет различна для различных  $\lambda$  из-за наличия зависимости рефракции от длины волны. На практике зависимость  $F(\zeta)$  от  $\lambda$  можно пренебречь.



Значения факторов ослабления  $\alpha^{(1)}(t, c_0); \alpha^{(2)}(t, c_0)$  и  $\alpha(t, c_0) = \alpha^{(1)}(t, c_0) - \alpha^{(2)}(t, c_0)$  не зависят от  $F(\lambda)$  тоже только для монохроматических излучений. При конечной ширине спектральной чувствительности применяемой аппаратуры, как фактор ослабления, так и коэффициент прозрачности, будут зависеть от массы воздуха, а следовательно уравнения (1) и (3) уже не будут линейными относительно  $F(\lambda)$ . Это известный эффект Форбса [62].

Но прежде чем перейти к рассмотрению этого эффекта и оценить его влияние при построении фундаментального электроколориметрического каталога необходимо предварительно остановиться на вопросе о распределении энергии в спектрах звезд ранних спектральных типов. Без этого невозможно проведение необходимых расчетов.

## § 2. Распределение энергии в спектрах звезд ранних типов

Известно, что распределение энергии  $|I(\lambda)|$  в спектрах звезд ранних спектральных типов в области длин волн 3000—6500 Å отнюдь не может быть аппроксимировано какой-либо одной планковской кривой с некоторой цветовой температурой  $T$ . Однако, для очень многих астрофизических задач и, в частности, для рассмотрения вопросов ослабления света, как в земной атмосфере, так и в межзвездной среде, необходимо иметь данные о среднем распределении энергии в спектрах звезд различных спектральных классов.

Как показали спектрофотометрические наблюдения Барбье и Шалонжа и их сотрудников [45, 46, 47], распределение энергии в непрерывном спектре звезд ВО—АО может быть охарактеризовано, с достаточной для общих подсчетов точностью, следующими параметрами. Это, во-первых, цветные температуры  $T_1$  и  $T_2$ , аппроксимирующие распределение энергии с длинноволновой и коротковолновой стороны от бальмеровского скачка, несколько условно относимого этими авторами к длине волны 3700 Å.<sup>1</sup> Следующим параметром является величина бальмеровского скачка  $D$  (рис. 28), определяемого соотношением

$$D = \log \frac{I(3700_+)}{I(3700_-)} = \Delta \log I(3700).$$

Значение  $D$  определяется как разность экстраполированных на  $\lambda = 3700 \text{ Å}$  значений  $\log I$ , строящихся в функции от  $1/\lambda$  [46]. Наконец Барбье и Шалонж вводят еще два параметра, являющиеся двумя некоторыми длинами волн. Первая из них, обозначаемая  $\lambda_1$ , есть та длина волны,

<sup>1</sup> Вместо этих температур часто приводятся соответствующие им абсолютные спектрофотометрические градиенты, определяемые, как известно, выражением:

$$g_i = \frac{c_2}{T_i} \left( 1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T_i}} \right)^{-1}; \quad i=1, 2,$$

где  $c_2 = 14320$ , а  $\lambda_i$  — средняя длина волны участка спектра, для которого производится определение градиента [в работе Барбье и Шалонжа  $\lambda_1 = 0.425$ , а  $\lambda_2 = 0.350 \mu$ ]

при которой прямая, параллельная АВ (рис. 28) и проведенная из середины отрезка СК, пересекает фактический ход непрерывного спектра (точка Н). Является очевидным, что  $\lambda_1$  характеризует степень депрессии непрерывного спектра с длинноволновой стороны от бальмеровского континуума, обусловленную, в основном, блендированием водородных линий и эффектом реэмиссии в последних. Как показали Барбье и Шалонж,  $\lambda_1$  весьма тесно коррелируется с абсолютной величиной звезд внутри определенных спектральных подклассов. Вторая длина волны  $\lambda_0$  соответствует переходу непрерывного спектра в коротковолновую область, определяемую градиентом  $\varphi_2$ . Таким образом, распределение энергии в непрерывном спектре действительно может быть охарактеризовано рассмотренными выше параметрами  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $D$ ,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Следует отметить, что параметры  $\lambda_1$  и  $\lambda_0$ , характеризующие степень депрессии непрерывного спектра за счет водородного поглощения, не обеспечивают, однако, необходимых данных для построения спектра на участке ВЕ (рис. 28).

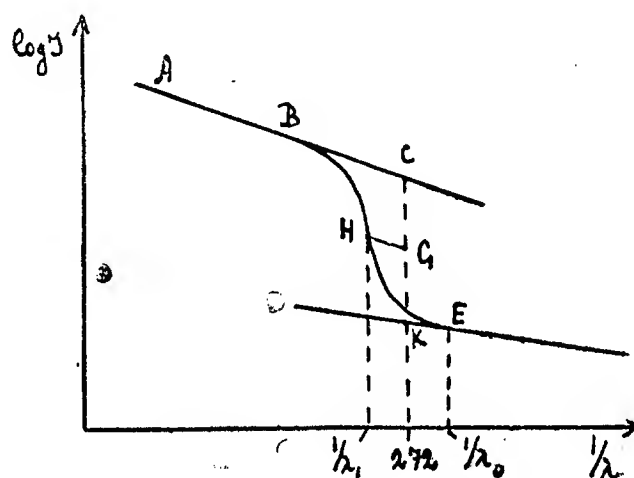


Рис. 28

Исследования Барбье и Шалонжа охватывали интервал спектра 3100—4600 Å. Э. Р. Мустель, рассматривая теоретически вопрос о распределении энергии в спектре чисто водородных звезд ранних спектральных типов [16], показал хорошее согласие теории со средними значениями  $T_1$ ,  $T_2$  и  $D$  полученными из наблюдений Барбье и Шалонжем, а также возможность представления с достаточной степенью точности распределения энергии в интервале 3700—6500 Å параметром  $T_1$  [17].

Исходя из этого, мы посчитали возможным положить в основу необходимых нам расчетов, в которые входят данные о распределении энергии  $I(\lambda)$  в спектре звезд спектральных типов В3—АО, средние сглаженные значения, полученные Барбье и Шалонжем для  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $D$ . В таблице XIV приведены: средние значения  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , а также сглаженные

графически значения этих параметров  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , соответствующие последним значениям цветовых температур  $T_1$  и  $T_2$ , средние и сглаженные значения для бальмеровского скачка— $D$  и  $\bar{D}$  соответственно, а также число звезд  $n$ , использованных для получения всех этих параметров. В таблице даются также значения дисперсий для  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $D$ .

Таблица XIV

Спектр	B3	B5	B8	B9	AO
$n$	10	6	11	4	17
$D$	$0^m.17 \pm 0^m.04$	$0^m.25 \pm 0^m.02$	$0^m.33 \pm 0^m.04$	$0^m.36 \pm 0^m.05$	$0^m.47 \pm 0^m.03$
$\bar{D}$	0.17 —	0.25 —	0.33 —	0.42 —	0.47 —
$\varphi_1$	$0.79 \pm 0.10$	$0.93 \pm 0.13$	$0.86 \pm 0.08$	$0.94 \pm 0.08$	$1.00 \pm 0.07$
$\bar{\varphi}_1$	0.79 —	0.83 —	0.87 —	0.92 —	1.02 —
$\varphi_2$	$0.86 \pm 0.10$	$1.02 \pm 0.18$	$1.10 \pm 0.14$	$1.11 \pm 0.22$	$1.39 \pm 0.11$
$\bar{\varphi}_2$	0.89 —	0.96 —	1.04 —	1.16 —	1.32 —
$T_1$	24500°	22500°	20500°	18500°	16000°
$T_2$	17500°	16000°	14500°	12750°	11000°

На рис. 29 и 30 приведены данные о зависимости градиентов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , а также и скачка  $D$  от спектрального типа.

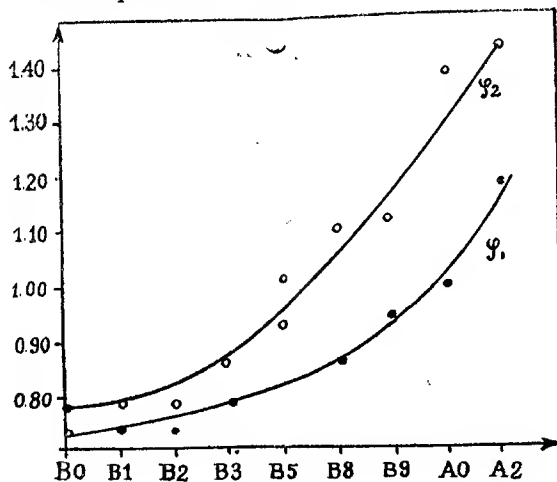


Рис. 29

Однако данные таблицы XIV не обеспечивают построения распределения энергии в области непрерывного водородного поглощения с длинноволновой стороны от бальмеровского скачка. Мы указывали уже выше на непригодность для этого параметров  $\lambda_1$  и  $\lambda_0$ . Естественно поэтому обратиться к непосредственным наблюдениям. Необходимые данные, хотя и основывающиеся на сравнительно незначительном материале, приводятся

в работе Гюнтера [66], где даны значения депрессии непрерывного спектра за счет водородного поглощения по отношению к планковскому распределению с длинноволновой стороны от балмеровского скачка; другими словами дается ход кривой ВЕ относительно АС (рис. 28). Беря средние значения непрерывного водородного поглощения для интересующих нас спектральных классов, получаем ход этого поглощения, который

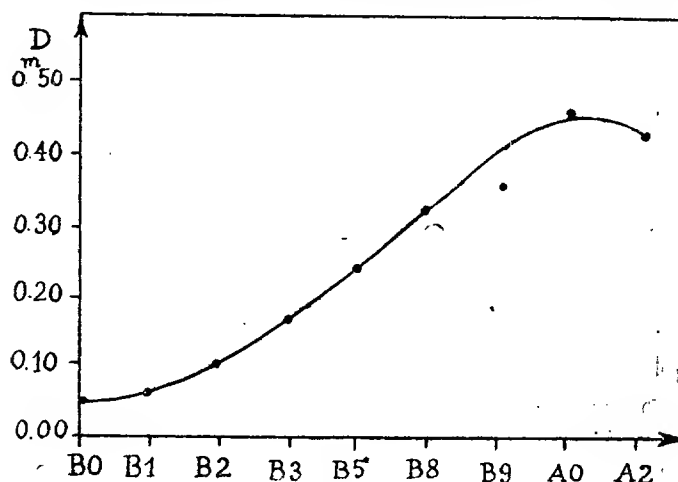


Рис. 30

затем приводим в соответствие со значениями  $D$  в системе Барбье и Шалонжа. В результате получаем таблицу XV, в которой даны значения отношения  $I/I_0$ —интенсивности непрерывного спектра с учетом эффекта непрерывного водородного поглощения к интенсивности непрерывного спектра, определяемого градиентом  $\varphi_1$ .

Таблица XV

$\lambda$	С п е к т р ы			
	В3	В5	В8	А0
3846	0.98	0.95	0.95	0.91
3795	0.94	0.91	0.85	0.69
3747	0.85	0.78	0.68	0.54
3701	0.74	0.63	0.55	0.40
3658	0.68	0.56	0.45	0.32

Теперь мы располагаем всеми необходимыми данными для построения хода непрерывного спектра у «средних» звезд спектральных типов В3—А0. Это, конечно, только некоторое приближение к решению рассматриваемой задачи, но и само понятие средних звезд является известным приближением. Действительно, если для средних звезд получается вполне определенное соотношение между  $T_1$  и  $T_2$ , то фактическое соотношение между этими цветовыми температурами или соответствующими им градиентами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  показывает некоторую заметную дисперсию их значений. На рисунке 31 приведены данные Барбье и Шалонжа для соотношения  $(\varphi_1, \varphi_2)$  у нормальных звезд, т. е. у звезд, неотягченных ни

космическим поглощением, ни эффектом эмиссии в линиях, поскольку последний существенно влияет на значение спектрофотометрических градиентов (фактическое распределение энергии в спектре) [40, стр. 36]. На рис. 31 приведено также соотношение для градиентов средних звезд (пунктирная линия). Правда, при рассмотрении этого рисунка следует иметь в виду, что точность определения параметров  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (средняя квадратичная ошибка одного определения) составляет согласно Барбье и Шалонжу всего лишь около  $\pm 0.1$ .

Распределение энергии в непрерывном спектре средних звезд ВЗ—АО, полученное на основании рассмотренных выше данных и выраженное в некоторых произвольных для каждого подкласса относительных единицах, приведено в таблице XVI и иллюстрируется рис. 32.

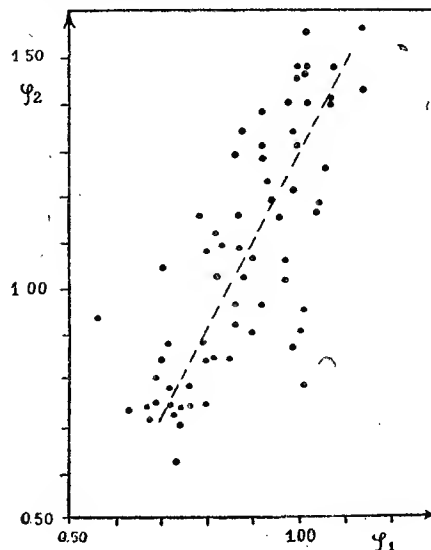


Рис. 31

Таблица XVI

$\lambda$	С п е к т р ы					$\lambda$	С п е к т р ы				
	ВЗ	В5	В8	В9	АО		ВЗ	В5	В8	В9	АО
3000	287	211	148	104	74	4700	123	116	107	101	96
3100	267	199	140	99	72	4800	115	108	100	95	90
3200	250	186	133	94	70	4900	108	101	94	90	85
3300	232	174	126	90	68	5000	101	95	88	85	80
3400	216	164	119	87	65	5100	95	89	84	80	76
3500	204	154	112	83	63	5200	88	83	79	75	72
3600	188	144	106	79	62	5300	83	78	74	71	68
3650	182	139	104	78	60	5400	78	74	69	67	64
3700	190	146	118	89	68	5500	74	70	66	63	60
3750	214	182	148	113	93	5600	70	66	62	60	57
3800	225	200	173	147	118	5700	66	62	58	57	54
3850	226	205	184	166	146	5800	62	58	55	53	52
3900	220	204	184	168	151	5900	58	55	52	50	50
4000	204	188	172	160	146	6000	54	52	49	48	47
4100	189	176	161	150	137	6100	52	49	46	45	44
4200	175	163	150	140	129	6200	50	46	44	43	42
4300	163	152	140	131	121	6300	46	44	42	41	40
4400	152	141	131	123	114	6400	44	42	41	40	39
4500	141	132	123	116	107	6500	42	40	40	39	38
4600	131	123	114	108	101	6600	41	39	38	38	37

Для рассматриваемой здесь задачи расчета избирательных эффектов при ослаблении света в земной атмосфере и, в частности, эффекта Форбса, влияние линий поглощения в спектрах звезд ранних спектральных типов крайне незначительно. При этом в рассмотрение могут

итти лишь линии серии Бальмера, попадающие, практически, в область пропускания только синего фильтра, куда попадает также и область бальмеровского континуума. Учет все же и эффект, даваемый линиями поглощения, несмотря на его незначительность.

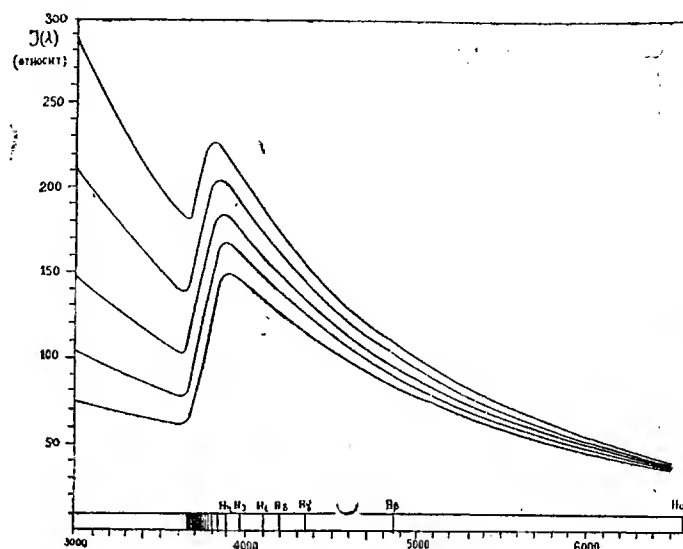


Рис. 32

Вопросом определения эквивалентных ширин линий в звездах ранних спектральных классов занимался ряд авторов: Вильямс [110], Гюнтер [65], Мичайка [82] и другие. В самое последнее время этому вопросу посвящена работа Л. В. Мирзояна [13]. Для большей однородности используемого материала мы остановились на данных Гюнтера, поскольку и для непрерывного водородного поглощения мы воспользовались данными этого автора. Следует отметить, что Гюнтер относит эквивалентные ширины линий к проводимому им непрерывному спектру с учетом депрессии за счет водородного поглощения.

На основании данных Гюнтера мы получили сглаженные, средние значения для эквивалентных ширин линий водорода (в Å) для звезд интересующих нас типов. Эти значения приведены в таблице XVII и на рис. 33. Данные, приводимые для подкласса В9 являются интерполированными. Значения эквивалентных ширин для водородных линий с порядковым номером, большим чем 8 (начиная с  $H_{11}$ ), проэкстраполированы по звездам, в спектре которых наблюдается большое число линий. Это, конечно, не имеет сколько нибудь существенного значения. Даже полное пренебрежение эффектом от этих водородных линий не отразится, практически, на результатах подсчетов.

Таблица XVII

	$\lambda$	B3	B5	B8	B9	AO
H $\beta$	4861	5.0	6.8	8.2	10.3	12.7
H $\gamma$	4340	5.1	6.9	8.4	11.0	13.9
H $\delta$	4102	5.2	6.9	8.7	11.2	14.4
H $\epsilon$	3970	5.1	6.7	8.5	10.9	13.6
H $\zeta$	3889	4.9	6.4	8.1	9.9	12.3
H $\eta$	3835	4.5	5.8	7.2	8.6	10.7
H $\theta$	3798	4.1	5.1	6.2	7.0	8.7
H $\iota$	3771	3.7	4.3	4.9	5.4	5.9
H $\kappa$	3750	3.0	3.4	3.7	4.0	4.3
H $\lambda$	3734	2.3	2.4	2.6	2.8	2.9
H $\mu$	3722	1.5	1.7	1.8	1.9	2.0
H $\nu$	3712	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4
H $\xi$	3704	0.5	0.6	0.7	0.8	0.8
H $\zeta$	3697	0.1	0.2	0.3	0.4	0.4

Таблицы XVI и XVII дают все необходимые данные для интересующих нас расчетов, в которые должны входить значения для распределения энергии в спектрах звезд. Отметим еще раз приближенность этих

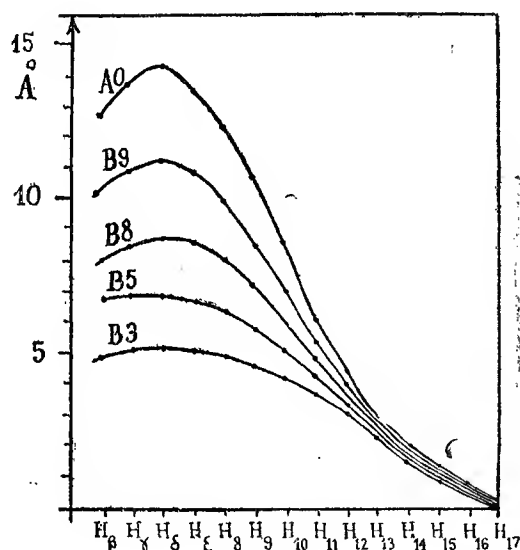


Рис. 33

данных, которые, однако, гораздо ближе соответствуют фактическому положению вещей, чем принимаемое обычно в подобных расчетах простое планковское распределение (см. напр. работу Сирса и Джойнера [94]).

Обратимся теперь к рассмотрению эффекта Форбса.

## § 3. Эффект Форбса

Обозначая через  $I(\lambda)$  распределение энергии в спектре звезды вне атмосферы, а через  $I(\lambda, z)$  — это распределение на воздушной массе  $F(z)$ , обозначая далее через  $p(\lambda)$ <sup>1</sup> монохроматический коэффициент прозрачности атмосферы, имеем строгое соотношение для монохроматического излучения

$$I(\lambda, z) = I(\lambda) [p(\lambda)]^{F(z)}. \quad (4)$$

Вводим, как и раньше, монохроматические действующие потоки уравнениями: внеатмосферный действующий поток:

$$w(\lambda) = \sigma(\lambda) I(\lambda) \quad (5)$$

и монохроматический действующий поток для зенитного расстояния  $z$ :

$$w(\lambda, z) = \sigma(\lambda) I(\lambda, z) = w(\lambda) [p(\lambda)]^{F(z)}. \quad (6)$$

Это последнее уравнение полностью эквивалентно уравнению (3), относящемуся к монохроматическому потоку. Действительно, поскольку

$$m_\lambda = -2,5 \log w(\lambda) + c,$$

то из ур. (6) немедленно находим, помня (2):

$$m_\lambda(z) = m_\lambda + \alpha(\lambda) F(z).$$

Интегральные действующие потоки будут очевидно:

$$\left. \begin{aligned} w &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda \\ w(z) &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) [p(\lambda)]^{F(z)} d\lambda \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Желая сохранить формулу (6), а следовательно и (3), также и для случая сложного немонохроматического излучения, мы вводим коэффициент прозрачности для такого излучения уравнением, аналогичным (6):

$$w(z) = w \cdot [p(z)]^{F(z)}, \quad (8)$$

где  $p(z)$  определится, согласно уравнению (6):

$$p(z) = \left\{ \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) [p(\lambda)]^{F(z)} d\lambda}{w} \right\}^{1/F(z)} \quad (9)$$

Анализ этой формулы, определяющей эффект Форбса, показывает, что  $p(z)$  действительно является функцией массы воздуха. Поскольку  $p(\lambda)$  всегда  $< 1$ , то при больших массах воздуха интегральный коэффициент прозрачности будет больше, чем при меньших. Очевидно также, что изменение  $p(z)$  в зависимости от  $F(z)$ , т. е. величина эффекта Форбса будет тем больше, чем круче идет зависимость  $p(\lambda)$ , т. е. чем больше ее градиент для интервала спектральной чувствительности аппаратуры. Отсюда заключаем, что эффект Форбса должен быть значительно больше для коротковолновой области, чем для длинноволновой.

<sup>1</sup> Мы отвлекаемся сейчас от изменений прозрачности со временем.



Совершенно очевидно, что если эффект Ф о р б с а будет различен для обоих фильтров, то он будет иметь место и для цветового ослабления.

На практике обычно пользуются не коэффициентом прозрачности, а фактором ослабления  $\alpha$ , который и для общего излучения также определяется формулой (2) и будет в этом случае зависеть от  $\lambda$ , а именно:

$$\alpha(\lambda) = -2,5 \log p(\lambda) = -\frac{2,5}{F(\lambda)} \log \left\{ \frac{1}{w} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) [p(\lambda)]^{F(\lambda)} d\lambda \right\} \quad (10)$$

Для того, чтобы оценить возможное влияние эффекта Ф о р б с а при пользовании уравнением (1) для интегрального излучения со значением  $\alpha$ , независимым от  $\lambda$ , мы провели следующие расчеты. Пользуясь формулой (10) и исходя из распределения энергии в спектре средней звезды спектрального типа В8 (см. предыдущий параграф), спектральной чувствительности нашего электрофотометра (Табл. VIII), и принимая для сухого воздуха значения коэффициентов прозрачности, определенных для Маунт Вильсон [111] (что достаточно законно в данном случае ввиду одной и той же высоты над уровнем моря Канобили и Маунт Вильсон), вычисляем значения факторов ослабления для синего и желтого фильтров:  $\alpha_c(\lambda)$  и  $\alpha_{ж}(\lambda)$  соответственно, а также и фактор избирательного ослабления  $\alpha(\lambda) = \alpha_c(\lambda) - \alpha_{ж}(\lambda)$ . Полученные результаты приведены в таблице XVIII. В ней даются значения для факторов ослабления, как для сухого так и для влажного воздуха, содержащего водяные пары, эквивалентные слою воды в 0.00; 0.58; 1.82 и 4.50 см.

В случае влажного воздуха мы рассчитывали коэффициент прозрачности по известной формуле [111].

$$p(\lambda, \omega) = a(\lambda) [b(\lambda)]^\omega, \quad (11)$$

где  $a(\lambda)$  коэффициент прозрачности для сухого воздуха, а  $b(\lambda)$  — для водяных паров, эквивалентных 1 см воды;  $\omega$  — количество паров, эквивалентное слою в  $\omega$  см. воды. Значения  $\omega$  вычислялись по формуле Г а н н а:

$$\log \omega = \log e_\omega + 0.3617 - \frac{h}{22000}, \quad (12)$$

где  $e_\omega$  упругость водяных паров, а  $h$  — высота над уровнем моря в метрах. Напомним, что формула Г а н н а справедлива лишь в статистическом смысле.

Таблица XVIII

$F(\lambda)$	0.00 см				0.58 см			
	$\alpha_c$	$\alpha_{ж}$	$\alpha$	$\alpha_{выч}$	$\alpha_c$	$\alpha_{ж}$	$\alpha$	$\alpha_{выч}$
1.00	0 <sup>m</sup> .355	0 <sup>m</sup> .122	0 <sup>m</sup> .233	0 <sup>m</sup> .232	0 <sup>m</sup> .392	0 <sup>m</sup> .141	0 <sup>m</sup> .251	0 <sup>m</sup> .251
2.00	0 <sup>m</sup> .348	0 <sup>m</sup> .122	0 <sup>m</sup> .226	0 <sup>m</sup> .226	0 <sup>m</sup> .383	0 <sup>m</sup> .141	0 <sup>m</sup> .243	0 <sup>m</sup> .243
3.00	0 <sup>m</sup> .341	0 <sup>m</sup> .122	0 <sup>m</sup> .219	0 <sup>m</sup> .219	0 <sup>m</sup> .376	0 <sup>m</sup> .141	0 <sup>m</sup> .235	0 <sup>m</sup> .236
4.00	0 <sup>m</sup> .335	0 <sup>m</sup> .122	0 <sup>m</sup> .213	0 <sup>m</sup> .212	0 <sup>m</sup> .368	0 <sup>m</sup> .141	0 <sup>m</sup> .227	0 <sup>m</sup> .228

Продолжение таблицы XVIII

$\omega$	1.82 см				4.50 см			
	$\alpha_c$	$\alpha_{ж}$	$\alpha$	$\alpha_{выч}$	$\alpha$	$\alpha_{ж}$	$\alpha$	$\alpha_{выч}$
1.00	0.467	0.181	0.286	0.285	0.630	0.268	0.362	0.363
2.00	0.456	0.181	0.275	0.276	0.614	0.267	0.347	0.349
3.00	0.447	0.181	0.266	0.266	0.600	0.267	0.333	0.334
4.00	0.438	0.181	0.257	0.256	0.588	0.267	0.321	0.320

Таблица XVIII показывает, что для желтого фильтра, цветовая система которого очень близка к системе сумеречного зрения (обычной астрофотометрической визуальной системе), эффект Форбса практически отсутствует. В противоположность этому для синего фильтра рассматриваемый эффект достигает весьма значительной величины. Это хорошо согласуется с результатами, полученными В. Г. Фесенковым и Е. В. Пясковской [34], а также Н. Н. Сытинской [33]. Эффект Форбса значителен и для избирательного ослабления. Относящиеся к последнему данные таблицы XVIII приведены также и на рис. 34, на

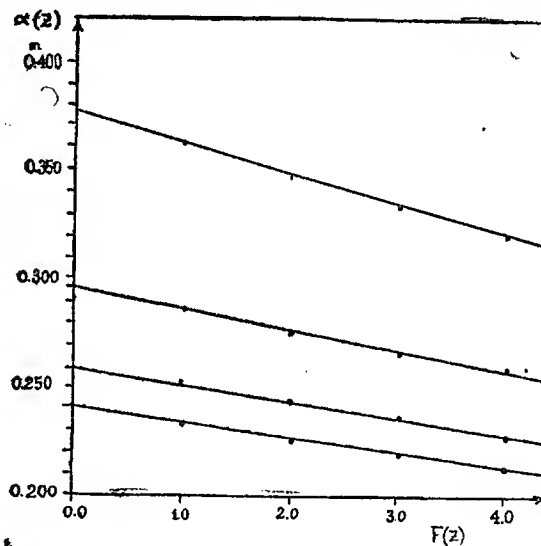


Рис. 34

котором значения факторов избирательного ослабления  $\alpha(\omega, z)^1$  проэкстраполированы для  $F(z)=0$ , т. е. для бесконечно тонкого слоя воздуха. Это значение, обозначенное нами через  $\alpha_0(\omega)$  будет совершенно свободно от влияния эффекта Форбса.

<sup>1</sup> В случае изменения содержания водяных паров в атмосфере со временем  $t$ :  $\omega = \omega(t)$  и факторы ослабления будут также зависеть от времени  $a(t, z)$ . Сейчас же мы рассматриваем случай, когда  $\omega$  не меняется со временем.

Как показывает анализ таблицы XVIII, факторы избирательного ослабления могут быть представлены следующей эмпирической формулой

$$\alpha(\omega, \tau) = \alpha_0(\omega) - \{k\alpha_0(\omega) + l\}F(\tau) \quad (13)$$

или численно:

$$\alpha(\omega, \tau) = \alpha_0(\omega) - \{0,055\alpha_0(\omega) - 0,006\}F(\tau)$$

Представление значений  $\alpha(\tau, \omega)$  посредством формулы (13) приведено в колонках таблицы XVIII, обозначенных  $\alpha_{\text{выч}}$ . Как видим, это представление превосходно.

Рассматриваемая формула дает для зависимости цветового эквивалента от воздушной массы выражение:

$$c(\tau, \omega) = c_0 + \alpha_0(\omega)F(\tau) + \alpha_1(\omega)F(\tau)^2,$$

где

$$\alpha_1(\omega) = -[k\alpha_0(\omega) + l].$$

Это соответствует двум первым членам ряда:

$$c(\tau, \omega) = c_0 + \alpha_0(\omega)F(\tau) + \alpha_1(\omega)F(\tau)^2 + \dots + \alpha_{n-1}(\omega)F(\tau)^n,$$

которым Н. Н. Сытинская представляла эффект Форбса [33].

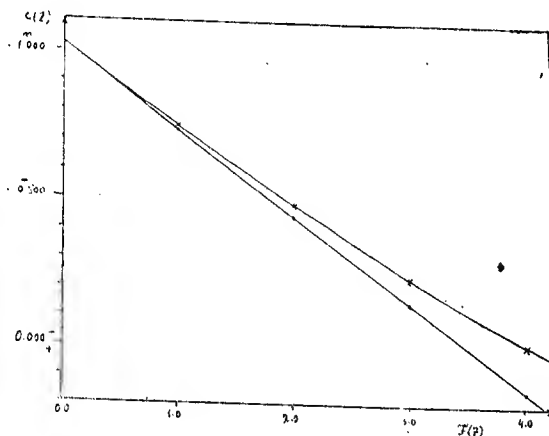


Рис. 35

На рис. 35, для значения  $\omega = 1,82$  см, даны: прямая Бугэ—с постоянным значением  $\alpha_0(\omega)$ , соответствующим  $F(\tau)=0$ , и фактический ход избирательного атмосферного ослабления с учетом эффекта Форбса.

Мы видим, что этот эффект обуславливает существенное отклонение фактического хода избирательного ослабления от идеальной прямой Бугэ.

Весьма интересно выяснить с какой точностью можно аппроксимировать в рабочем интервале воздушных масс (1.00—2.50) криволинейный ход цветового ослабления<sup>1</sup>

$$c(\tau) = c_0 + \alpha(\tau)F(\tau) \quad (14)$$

при помощи некоторой прямой Бугэ

$$c(\tau) = c'_0 + \alpha'F(\tau) \quad (15)$$

с постоянным  $\alpha'$ .

<sup>1</sup> Мы опускаем параметр  $\omega$ , предполагая, что содержание водяных паров постоянно и ослабление не меняется со временем.

Расхождение между значениями  $c'_0$  и  $c_0$  дадут погрешность, вносимую во внеатмосферный цветовой эквивалент звезды при пользовании уравнением (1) с некоторым постоянным  $\alpha$ , т. е. при условии пренебрежения эффектом Ф о р б с а.

Исходя из данных таблицы XVIII получаем следующую таблицу XIX, в которой для воздушных масс  $F(\lambda)=1.00; 1.25; 1.50; 1.75; 2.00, 2.25$  и  $2.50$  даны значения избирательного ослабления с учетом эффекта Ф о р б с а (для средней звезды спектрального типа В8 с  $c_0 = -1^m.025$ )<sup>1</sup>;  $c(\lambda)$ , а также значения  $c'(\lambda)$  с аппроксимирующей прямой (15), проведенной методом наименьших квадратов. В последней графе даются расхождения  $\Delta c = c(\lambda) - c'(\lambda)$ . Параметры аппроксимирующей прямой (15) приведены внизу таблицы, где дается также значение ( $\Delta c = c'_0 - c_0$ ) ошибки во внеатмосферном цветовом эквиваленте, вносимой при пренебрежении эффектом Ф о р б с а.

Таблица XIX

$\omega$	0.00 см			0.58 см		
	$c(\lambda)$	$c'(\lambda)$	$\Delta C$	$c(\lambda)$	$c'(\lambda)$	$\Delta C$
1.00	$-0^m.793$	$-0^m.790$	$-0^m.003$	$-0^m.774$	$-0^m.772$	$-0^m.002$
1.25	$-0.736$	$-0.736$	0.000	$-0.714$	$-0.714$	0.000
1.50	$-0.681$	$-0.682$	$+0.001$	$-0.655$	$-0.655$	$+0.001$
1.75	$-0.627$	$-0.629$	$+0.002$	$-0.596$	$-0.596$	$+0.001$
2.00	$-0.573$	$-0.575$	$+0.002$	$-0.539$	$-0.539$	$+0.002$
2.25	$-0.521$	$-0.521$	0.000	$-0.483$	$-0.483$	0.000
2.50	$-0.470$	$-0.468$	$-0.002$	$-0.427$	$-0.427$	$-0.002$
$\alpha'$	$0^m.215 \pm 0^m.001$			$0^m.231 \pm 0^m.002$		
$c'_0$	$-1.005 \pm 0.004$			$-1.003 \pm 0.005$		
$\Delta c_0$	$-0^m.020$			$-0^m.022$		

$\omega$	1.82 см			4.50 см		
	$c(\lambda)$	$c'(\lambda)$	$\Delta C$	$c(\lambda)$	$c'(\lambda)$	$\Delta C$
1.00	$-0^m.740$	$-0^m.737$	$-0^m.003$	$-0^m.662$	$-0^m.658$	$-0^m.004$
1.25	$-0.672$	$-0.672$	0.000	$-0.576$	$-0.576$	0.000
1.50	$-0.605$	$-0.606$	$+0.001$	$-0.491$	$-0.494$	$+0.003$
1.75	$-0.539$	$-0.541$	$+0.002$	$-0.408$	$-0.402$	$+0.004$
2.00	$-0.474$	$-0.475$	$+0.001$	$-0.327$	$-0.330$	$+0.003$
2.25	$-0.410$	$-0.410$	0.000	$-0.248$	$-0.248$	0.000
2.50	$-0.347$	$-0.344$	$-0.003$	$-0.170$	$-0.166$	$-0.004$
$\alpha'$	$0^m.262 \pm 0^m.002$			$0^m.328 \pm 0^m.002$		
$c'_0$	$-0.999 \pm 0.005$			$0.986 \pm 0.008$		
$\Delta c_0$	$-0^m.026$			$-0.039$		

Рассмотрение таблицы XIX показывает, что в рабочем интервале зенитных расстояний наблюдаемое изменение цветового эквивалента с массой воздуха безукоризненно аппроксимируется прямыми Бугэ.

<sup>1</sup> См. таблицу XXVII.

Рассмотрение таблицы XIX показывает, что в рабочем интервале зенитных расстояний наблюдаемое изменение цветового эквивалента с массой воздуха безукоризненно аппроксимируется прямыми Бугэ. Однако пользование последними для выноса наблюдаемых цветовых эквивалентов за атмосферу вносит некоторые, хотя и незначительные, систематические ошибки ( $\Delta c_0$ ), которые тают в себе возможность возникновения сезонного хода в получаемых внеатмосферных цветовых эквивалентах. Величина ошибок  $\Delta c_0$  в свою очередь зависит от значений фактора ослабления, которые получаются из прямых Бугэ несколько заниженными. Пренебрежение эффектом Ф о р б с а занижает, следовательно, внеатмосферные цветовые эквиваленты.

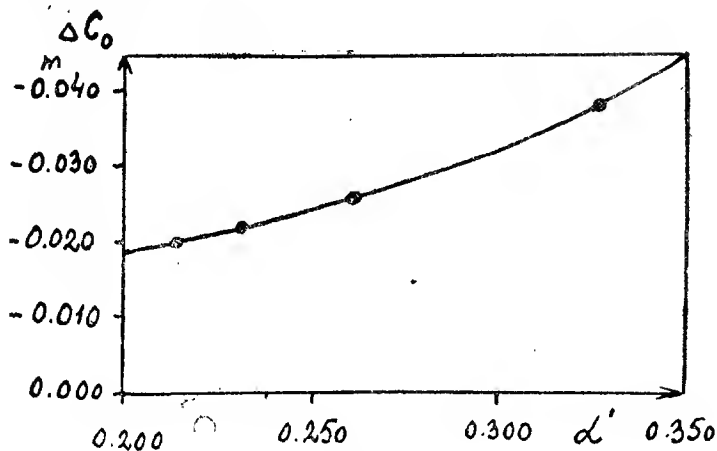


Рис. 36

Наличие зависимости  $\Delta c_0$  от  $\alpha$  (или в первом приближении от  $\alpha'$ ) (рис. 36) приводит к тому, что прямые Бугэ, полученные для ночей с различной (но постоянной в течение данной ночи) прозрачностью не будут пересекаться в одной точке при  $F(\lambda) = 0$ , как это должно иметь место в случае отсутствия эффекта Ф о р б с а. Подобное явление мы обнаружили и в наших наблюдениях.

Сезонные колебания содержания водяных паров на Канобили ( $\omega$ ) лежат в пределах: от 0.5 до 2.5 см. Этим колебаниям согласно данным таблицы XIX и рис. 35 соответствуют изменения  $\Delta c_0 \sim \pm 0.001$ . Это — дифференциальный эффект. Абсолютная же погрешность, вносимая эффектом Ф о р б с а во внеатмосферные цветовые эквиваленты (в сторону их уменьшения) лежит для нашей цветовой системы в пределах двух-трех сотых звездной величины. Существенное значение имеет, очевидно, только первый — дифференциальный эффект; абсолютная погрешность отразится только на смещении нуля пункта получаемой системы внеатмосферных цветовых эквивалентов.

Подчеркиваем еще раз, что наши расчеты, ввиду их некоторой схематичности, могут служить лишь для приближенной оценки рассматриваемого явления. Из всего изложенного следует, что при пользовании уравнением (1) надо учитывать возможность получения внеатмосфер-

ных цветовых эквивалентов, отягощенных некоторыми систематическими ошибками. Величина последних должна обязательно, хотя бы приблизительно, оцениваться.

При вынесении за атмосферу существенные ошибки могут внести и мощные теллурические полосы, если они лежат в области спектральной чувствительности аппаратуры. Достаточно указать, что если спектральная чувствительность простирается в ультрафиолетовой области за границу пропускания атмосферы, то колебания содержания озона, не связанные, как известно, с обычной прозрачностью атмосферы, приведут к колебаниям значений  $\epsilon_0$ , определяемым по уравнению (1). В этом случае и при постоянном факторе ослабления прямые Бугэ могут оказаться параллельно смещенными.

В связи с этим интересно вспомнить, что Холл (68), работая в длинноволновой части спектра (с кислородно-цезиевым фотоэлементом), нашел что  $\alpha < 0$  для звезд спектрального типа М. Это значит, что звезды голубели при приближении к горизонту. Объяснение заключается в том, что нарастание поглощения в теллурических полосах, расположенных в области пропускания красного фильтра, применявшегося Холлом, было более быстрым, чем нарастание общего поглощения.

Из изложенного следует, что более совершенный учет ослабления света в атмосфере возможен при использовании аппаратуры с такой спектральной чувствительностью, которая не содержит областей с большими градиентами спектральной прозрачности атмосферы, включая и мощные теллурические полосы.

#### § 4. Ошибки, вносимые при использовании средних факторов ослабления

Наша работа ставит своей целью опыт построения фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов, при использовании весьма широкой цветовой системы—несколько превышающей по широте систему международных показателей цвета. Правильный и точный учет избирательного ослабления света в атмосфере имеет, поэтому, для данной работы исключительно важное значение. Действительно, среднее значение фактора избирательного ослабления несколько превышает у нас  $0^m25$ . Отсюда следует, что поправки за избирательное ослабление, даже при наблюдении в меридиане, могут достигать для южных звезд нашей программы (с  $\delta \sim -20^\circ$ ) порядка  $0^m6$ . Колебания фактора избирательного ослабления около его среднего значения могут превышать  $\pm 0^m05$ , а это значит, что поправка за избирательное ослабление света в атмосфере для южных звезд может колебаться в пределах от  $0^m5$  до  $^m7$ . Отсюда очевидна невозможность пользования средними факторами избирательного ослабления. Последнее привело бы к полной потере той точности, которую дают непосредственные наблюдения (таблица XIII, гл. II, § 2).

Но помимо понижения точности, использование средних факторов чревато еще и опасностью внесения в каталог систематических ошибок. К таким ошибкам относится во-первых, систематический ход в зависимости от прямого восхождения, источником которого является сезонный

## О п е ч а т к и

Стр.	Строчка	Напечатано	Должно быть
77	17 снизу	в системе данной	в системе данной $\lambda$
103	2 снизу	связано с $r'$	$r'$ связано с $r'$
128	10 сверху	в миллиметрах, —	в миллиметрах, $r$ —
145	17 сверху	при температуре +20	при температуре выше +20
149	16 снизу	объект $O_1$	объектив $O_1$
149	14 снизу	уменьшение изображения	уменьшенное изображение
155	11 сверху	$E = 1000 \frac{n_0}{n_\phi}$	$E = 1000 \frac{n_*}{n}$
259	№ звезды	1332	1322
353	2 снизу	от = 600 нс	от $r = 600$ нс

ход прозрачности. Об этом уже говорилось выше. Во-вторых — возможный ход в зависимости от склонения. Источником такого хода является ошибка в принятом среднем значении фактора ослабления  $\bar{\alpha}$  [50]. Действительно, если мы обозначим через  $\alpha$  истинное значение среднего фактора, а через  $\bar{\alpha}$  — ошибочно принятое, и через  $\Delta\alpha$  — разность  $\alpha - \bar{\alpha}$ , то для отягощенных ошибкой внеатмосферных цветовых эквивалентов  $C'_0$ , вынесенных с  $\bar{\alpha}$  будем иметь:

$$C'_0 = C_*(\zeta, t) - \bar{\alpha}F(\zeta) = C_*(\zeta, t) - \bar{\alpha}F(\zeta) + \Delta\alpha F(\zeta) = C_{0*} + \Delta\alpha F(\zeta) \quad (16)$$

где через  $C_{0*}$  мы обозначили внеатмосферный цветовой эквивалент звезды, полученный с истинным значением среднего фактора избирательного ослабления.

Мы видим, что погрешность во внеатмосферных цветовых эквивалентах, равная

$$\Delta C_{0*} = \Delta\alpha F(\zeta) \quad (17)$$

будет пропорциональна  $F(\zeta)$ . Ввиду того, что южные звезды наблюдаются в среднем на больших воздушных массах, то в результате получается ход внеатмосферных цветовых эквивалентов в зависимости от склонения.

Боттлингер [50] и Беккер [48] исправляли принятое ими среднее значение фактора ослабления, пользуясь критерием отсутствия подобного хода. Но следует иметь в виду, что подобная процедура далеко не всегда может считаться сколько-нибудь законной. Так например, при изучении больших районов Млечного Пути, расположенных в направлении север-юг и, в частности, в области его раздвоения, наличие ошибки  $\Delta\alpha$  не может быть выявлено по ходу средних цветовых эквивалентов в зависимости от склонения. Дело в том, что при переходе к более южным частям Млечного Пути наблюдается реальное покраснение близких звезд, поскольку в области Змееносца расположены весьма близкие к нам массы избирательно поглощающей материи. Ошибка в  $\bar{\alpha}$  может либо уменьшить или даже совсем скрыть, либо гипертрофировать это явление. Ошибка в среднем значении  $\bar{\alpha}$  может также привести к увеличению естественной дисперсии нормальных цветов звезд изучаемого класса и к систематическому различию этих цветов для звезд, расположенных в районах южного и северного полюсов Галактики.

Нам представляется, что приведенных соображений вполне достаточно для обоснования невозможности использования средних факторов избирательного ослабления при построении фундаментальных электроколориметрических каталогов. Поэтому необходимо иметь возможность определять значения фактора избирательного ослабления для любого момента ночи, когда производятся наблюдения, — «мгновенные» значения этого фактора.

Такую возможность предоставляет метод стандартной звезды. Этот метод обеспечивает наиболее совершенный учет ослабления света в земной атмосфере.

## § 5. Метод стандартной звезды

Если нам известен внеатмосферный цветовой эквивалент некоторой звезды, принимаемой за стандартную, то обозначив его через  $C_0$  и полу-



чив в некоторый момент времени  $t$  наблюдаемое значение цветового эквивалента  $c(\zeta, t)$ , находим из основной формулы (1):

$$\alpha(t, C_0) = \frac{c(\zeta, t) - C_0}{F(\zeta)} \quad (18)$$

искомое мгновенное значение фактора избирательного ослабления.

Получив в течение ночи пять-шесть подобных наблюдений, мы можем найти при помощи графического интерполирования значения  $\alpha(t, C_0)$  для любого момента  $t$  (соответствующие цветовому эквиваленту стандартной звезды  $C_0$ ).

Предположим, что прозрачность атмосферы не зависит от направления на небе т. е. отсутствует азимутальный эффект. Предположим также, что нам известна зависимость фактора избирательного ослабления от цветового эквивалента, определяемая величиной

$$\gamma = d\alpha/dC_0, \quad (19)$$

где  $\gamma$  малая величина, которую для небольшого интервала спектральных типов можно приближенно считать постоянной. Методы ее определения будут рассмотрены в своем месте (гл. III, § 8).

При этих предположениях мгновенное значение фактора избирательного ослабления, соответствующее любой программной звезде (с внеатмосферным цветовым эквивалентом  $C_{0*}$ ), наблюдавшейся в момент времени  $t_*$ , находится по очевидной формуле:

$$\alpha(t_*, C_{0*}) = \alpha(t_*, C_0) + \gamma(C_{0*} - C_0) \quad (20)$$

Для получения достаточно точных значений мгновенных факторов избирательного ослабления необходимо, следовательно, знать внеатмосферный цветовой эквивалент стандартной звезды. Определение последнего должно быть выполнено с весьма высокой точностью, не меньшей чем  $\pm 0^m005$ . Это — необходимое условие для успешного построения фундаментального электроколориметрического каталога.

## § 6. Учет ослабления света в работах по электроколориметрии

Прежде чем перейти к рассмотрению редукций наблюдений за избирательное ослабление света в атмосфере, выполненных в настоящей работе, посмотрим как это решалось у других авторов.

Боттлингер [50] пользовался средними значениями избирательного ослабления света, вводя некоторые множители к известной таблице Мюллера [84], определенные Гутником [64]. Наблюдая звезды всех спектральных типов, Боттлингер учитывал зависимость избирательного ослабления от цветовых эквивалентов (величину  $\gamma$ ; формула (19)). Систематического хода средних цветовых эквивалентов в зависимости от склонения обнаружено не было.

Беккер [48], расширяя каталог Боттлингера, пользовался той же методикой, что и последний. Обнаружив, однако, систематический ход средних цветовых эквивалентов в зависимости от склонения, Беккер принял новые значения для множителей к таблицам Мюллера. Несмотря на пользование средними факторами ослабления, Беккер не обнаружил систематического хода в зависимости от прямого восхождения.

Холл [68] и Беннет [49], наблюдая с кислородно-цезиевыми фотоэлементами, пользовались методикой, аналогичной предыдущим авторам. Ввиду работы в красной и инфракрасной областях спектра, где избирательное ослабление света в атмосфере весьма незначительно, пользование средними факторами может внести меньшие погрешности, чем в предыдущих работах. При работе в инфракрасной области возникают отмеченные выше трудности из-за расположенных здесь мощных теллурических полос и, в частности, полос поглощения водяного пара. Для полного устранения влияния последних, Беннет вводил перед фотоэлементом водяной фильтр толщиной в 10 см.

Все указанные авторы редуцировали наблюдения к зениту.

Следует отметить, что при использовании средних факторов ослабления, приведение наблюдений к зениту или к внешней границе атмосферы совершенно равносильно в смысле точности результата. Внеатмосферные и зенитные цветовые эквиваленты отличаются в этом случае друг от друга лишь на постоянное значение среднего фактора ослабления  $\alpha$ .

М. Гюссоев [67] поставила своей задачей построить каталог фундаментальных фотоэлектрических величин и цветовых эквивалентов ряда избранных звезд. Не считая возможным вести специальные определения прозрачности атмосферы, Гюссоев пользовалась средними факторами, найденными ею на основании небольшого наблюдательного материала. Обработка наблюдений цветовых эквивалентов велась обычным для этого случая образом. Но для фотоэлектрических величин звезд, получаемых в двух фильтрах, Гюссоев применила цепной метод, когда постепенно, путем дифференциальных привязок, связываются между собой звезды, близкие, как по расстоянию на небесной сфере, так и по цвету. Избранные Гюссоев звезды охватывают все спектральные типы и расположены замкнутым поясом, проходящим через различные склонения. Наблюдения велись в меридиане. Критерием надежности получаемых таким методом величин и свободы их от каких-либо систематических ошибок Гюссоев считает отсутствие ошибки накопления при замыкании всего пояса звезд. Хотя этот метод был применен Гюссоев для получения фундаментальных величин звезд, но в равной мере мог быть применен и к построению каталога цветовых эквивалентов.

Между тем, хотя рассматриваемый метод и понижает несколько случайные ошибки, но он в полной мере отягощен систематическими ошибками, присущими использованию средних факторов ослабления, а следовательно является непригодным для построения фундаментальных каталогов. Это, очевидно, очевидно. Но мы покажем это и формальным образом.

Пусть имеем систему наблюденных разностей цветовых эквивалентов замкнутого пояса звезд:

$$\left. \begin{aligned} \Delta C_{2,1}(\lambda) &= C_2(\lambda_2^{(1)}) - C_1(\lambda_1^{(2)}) \\ \Delta C_{3,2}(\lambda) &= C_3(\lambda_3^{(1)}) - C_2(\lambda_2^{(2)}) \\ \Delta C_{k+1,k}(\lambda) &= C_{k+1}(\lambda_{k+1}^{(1)}) - C_k(\lambda_k^{(2)}) \\ \Delta C_{n,n-1}(\lambda) &= C_n(\lambda_n^{(1)}) - C_{n-1}(\lambda_{n-1}^{(2)}) \\ \Delta C_{1,n}(\lambda) &= C_1(\lambda_1^{(1)}) - C_n(\lambda_n^{(1)}) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Причем пока предполагаем, что повторные наблюдения одной и той же звезды производятся на различных зенитных расстояниях, т. е.  $\zeta_k^{(2)} \neq \zeta_k^{(1)}$ .

Внеатмосферный цветовой эквивалент  $k$ -ой звезды будет очевидно равен:

$$C_k = C_k(\zeta_k^{(1)}) - \alpha_k^{(1)} F(\zeta_k^{(1)}); \quad i=1, 2, \quad (22)$$

где  $\alpha_k^{(i)}$  — мгновенный фактор избирательного ослабления, соответствующий моменту  $i$ -го наблюдения и цвету  $k$ -ой звезды.

Вводя значение среднего фактора избирательного ослабления

$$\alpha_k = \alpha_k^{(1)} - \Delta\alpha_k^{(1)}, \quad (23)$$

имеем для значения внеатмосферного цветового эквивалента, вынесенного со средним фактором (зависящим от цвета звезды):

$$C_k^{(1)} = C_k(\zeta_k^{(1)}) - \alpha_k F(\zeta_k^{(1)}) = C_k + \Delta\alpha_k^{(1)} F(\zeta_k^{(1)}). \quad (24)$$

Последний член дает ошибку, происходящую за счет неучтенных колебаний прозрачности.

Разности внеатмосферных цветовых эквивалентов соответствующих системе (21), но исправленных за избирательное ослабление света со средним фактором, будут очевидно:

$$\Delta' C'_{k+1, k} = C_{k+1}^{(1)} - C_k^{(2)} = \Delta C_{k+1, k} + \Delta\alpha_{k+1}^{(1)} F(\zeta_{k+1}^{(1)}) - \Delta\alpha_k^{(2)} F(\zeta_k^{(2)}). \quad (25)$$

Эти разности получаются практически из уравнения:

$$\Delta C'_{k+1, k} = \Delta C_{k+1, k}(\zeta) - \bar{\alpha}_{k+1} F(\zeta_{k+1}^{(1)}) + \bar{\alpha}_k F(\zeta_k^{(2)}) \quad (26)$$

по наблюдаемым разностям  $\Delta C_{k+1, k}(\zeta)$  и средним факторам избирательного ослабления  $\bar{\alpha}_k$  и  $\bar{\alpha}_{k+1}$ .

Принимая для одной из звезд (хотя бы первой) значение цветового эквивалента, вынесенного тем или иным способом за атмосферу —  $c'_1$ , (вообще отличное от истинного значения  $c_1$ ) имеем очевидно:

$$\left. \begin{aligned} c'_2 &= c'_1 + \Delta c'_{2,1} = c_2 + (c'_1 - c_1) + \Delta\alpha_2^{(1)} F(\zeta_2^{(1)}) - \Delta\alpha_1^{(2)} F(\zeta_1^{(2)}) \\ c'_3 &= c'_2 + \Delta c'_{3,2} = c_3 + (c'_1 - c_1) + \Delta\alpha_3^{(1)} F(\zeta_3^{(1)}) - \Delta\alpha_2^{(2)} F(\zeta_2^{(2)}) + \\ &\quad + \Delta\alpha_2^{(1)} F(\zeta_2^{(1)}) - \Delta\alpha_1^{(2)} F(\zeta_1^{(2)}) \\ &\dots \dots \dots \\ c'_n &= c'_{n-1} + \Delta c'_{n, n-1} = c_n + (c'_1 - c_1) + \Delta\alpha_n^{(1)} F(\zeta_n^{(1)}) - \Delta\alpha_1^{(2)} F(\zeta_1^{(2)}) + \\ &\quad + \sum_{j=2}^{n-1} \{ \Delta\alpha_j^{(1)} F(\zeta_j^{(1)}) - \Delta\alpha_j^{(2)} F(\zeta_j^{(2)}) \} \\ (c')' &= c'_n + \Delta c'_{1, n} = c_1 + (c'_1 - c_1) + \sum_{j=1}^n \{ \Delta\alpha_j^{(1)} F(\zeta_j^{(1)}) - \Delta\alpha_j^{(2)} F(\zeta_j^{(2)}) \} = c'_1 + \delta \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где  $\delta$  будет ошибка накопления:

$$\delta = \sum_{j=1}^n \{ \Delta\alpha_j^{(1)} F(\zeta_j^{(1)}) - \Delta\alpha_j^{(2)} F(\zeta_j^{(2)}) \} \quad (28)$$

В случае, когда наблюдения ведутся в меридиане, мы можем положить:

$$F(\zeta_j^{(1)}) = F(\zeta_j^{(2)}) = F(\zeta_j)$$

и тогда:

$$\delta = \sum_{j=1}^n (\Delta\alpha_j^{(1)} - \Delta\alpha_j^{(2)}) F(\zeta_j). \quad (29)$$

Если  $\bar{\alpha}_j$  ( $j=1, 2 \dots n$ ) являются истинными средними, то суммы случайных отклонений факторов ослабления при большом числе наблюдений будут мало отличаться от нуля, а следовательно и ошибка накопления будет также близка к нулю. Она будет, конечно, строго равна нулю (и в случае наблюдения на различных  $F(\zeta)$ ), если колебания прозрачности отсутствуют.

Посмотрим теперь, каково будет влияние ошибок в принятом среднем значении фактора избирательного ослабления. Пусть будут приняты ошибочные средние значения факторов  $\bar{\alpha}_k$  ( $k=1, 2, 3 \dots n$ ):

$$\bar{\alpha}'_k = \bar{\alpha}_k - \Delta\bar{\alpha}_k = \alpha_k^{(j)} - (\Delta\alpha_k^{(j)} + \Delta\bar{\alpha}_k) \quad (30)$$

В этом случае мы можем построить систему, совершенно аналогичную (27), заменяя лишь значения  $\Delta\alpha_j^{(j)}$  на  $\Delta\alpha_j^{(j)} + \Delta\bar{\alpha}_j$ .

Для К-го цветового эквивалента получим выражение:

$$c''_k = c_k + (c'_1 - c_1) + [\Delta\alpha_k^{(1)}F(\zeta_k^{(1)}) - \Delta\alpha_1^{(2)}F(\zeta_1^{(2)}) + \sum_{j=2}^{k-1} \{\Delta\alpha_j^{(1)}F(\zeta_j^{(1)}) - \Delta\alpha_j^{(2)}F(\zeta_j^{(2)})\}] + \\ + [\Delta\bar{\alpha}_k^{(1)}F(\zeta_k^{(1)}) - \Delta\bar{\alpha}_1F(\zeta_1^{(2)}) + \sum_{j=2}^{k-1} \{\Delta\bar{\alpha}_j[F(\zeta_j^{(1)}) - F(\zeta_j^{(2)})]\}]. \quad (31)$$

Здесь  $(c'_1 - c_1)$  показывает ошибку в принятом нульпункте шкалы наших цветовых эквивалентов; член в первой квадратной скобке дает эффект аккумуляции случайных ошибок за счет колебаний прозрачности; второй член в квадратной скобке дает эффект ошибки в среднем факторе избирательного ослабления.

В случае наблюдений вблизи меридиана выражение (31) принимает вид:

$$c''_k = c_k + (c'_1 - c_1) + [\Delta\alpha_k^{(1)}F(\zeta_k) - \Delta\alpha_1^{(2)}F(\zeta_1) + \sum_{j=2}^{k-1} \{\Delta\alpha_j^{(1)} - \Delta\alpha_j^{(2)}F(\zeta_j)\}] + \\ + [\Delta\bar{\alpha}_kF(\zeta_k) - \Delta\bar{\alpha}_1F(\zeta_1)] \quad (32)$$

Наконец, если поправка к среднему фактору не зависит от цвета звезды, т. е. если  $\Delta\bar{\alpha}_j = \Delta\alpha$  ( $j=1, 2 \dots n$ ), то вспоминая (27):

$$c''_k = c_k + (c'_1 - c_1) + [\Delta\alpha_k^{(1)}F(\zeta_k) - \Delta\alpha_1^{(2)}F(\zeta_1) + \sum_{j=2}^{k-1} \{\Delta\alpha_j^{(1)} - \Delta\alpha_j^{(2)}F(\zeta_j)\}] + \\ + \Delta\alpha[F(\zeta_k) - F(\zeta_1)] = c'_k + \Delta\alpha[F(\zeta_k) - F(\zeta_1)] \quad (33)$$

Последний член очень наглядно показывает наличие систематического хода в зависимости от  $F(\zeta)$ , а, следовательно, при наблюдении в меридиане и от склонения.

Замыкая пояс привязок и возвращаясь к первой звезде, мы видим, что ошибка накопления за счет ошибки в  $\bar{\alpha}$  будет, при наблюдениях в меридиане, равна нулю.

Отсюда заключаем, что отсутствие ошибки накопления не может быть критерием правильности полученной системы цветовых эквивалентов. Это в полной мере относится и к получению системы фотоэлектрических величин. Мы видим, что метод Гюссона не дает преимуществ по сравнению с методом непосредственного выноса за атмосферу со средним значением для фактора ослабления. В обоих случаях войдут одинаковые систематические ошибки, зависящие от  $F(\zeta)$ . Эти ошибки не будут меньше при сравнении близких по цвету звезд. Нет, следовательно, никаких оснований вводить это ограничение. Совершенно неправильным является также утверждение Гюссона, что поскольку поправка

за избирательное ослабление света в каждой привязке мала, то учет ослабления не является существенным источником ошибок. Аналогия с наблюдениями переменных звезд здесь недопустима.

Стеббинс и Хаффер, при получении каталога цветовых эквивалентов звезд ранних подклассов звезд В [98], приняли несколько более совершенную процедуру учета цветового ослабления. Исходя из таблицы среднего ослабления, они вводили некоторые поправочные коэффициенты в зависимости от прозрачности атмосферы (аналоги фактору мутности Линке отнесенные, однако, не к чистой атмосфере, а к некоторому условному ее состоянию). Эти коэффициенты определялись на основании глазомерных оценок состояния атмосферы, что является чрезвычайно грубым приемом, не обеспечивающим получения сравнимых результатов в лунные и безлунные ночи и в различные сезоны. Наблюдаемые цветовые эквиваленты редуцировались к внешней границе атмосферы. Авторы рассматриваемой работы отказались от учета зависимости фактора избирательного ослабления от цвета, положив  $\gamma = da/dc_0 = 0$ . Ввиду узости цветовой системы их каталога и сравнительного диапазона цветовых эквивалентов звезд подклассов ВО—В9 это ограничение достаточно законно. Стеббинс и Хаффер [98] указывали, правда, на возможность использования для учета избирательного ослабления повторных наблюдений специально подобранных групп звезд. Они не стали, однако, применять этот способ из-за большого объема специальных вспомогательных наблюдений.

В работе Стеббинса, Хаффера и Уитфорда, посвященной расширению каталога звезд В на более слабые и более южные звезды [99], а также в работе Стеббинса и Уитфорда по изучению избирательного поглощения в высоких галактических широтах [100], методика учета атмосферного ослабления осталась прежней. Для наблюдений, выполняемых на обсерватории Маунт Вилсон, Стеббинс и его сотрудники пользовались одним и тем же постоянным фактором ослабления, перейдя практически к учету прозрачности со средним фактором.

В более поздней работе Стеббинса и Уитфорда по шестицветной электрофотометрии звезд [102, 101], выполненной с помощью кислородно-цезиевого фотоэлемента и шести светофильтров (дававших диапазон  $\lambda_{eff}$  в пределах от 3530 до 10300 Å), также использовались только средние факторы ослабления, но различные для различных фильтров.

Элви в своей первой работе по построению каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд ранних классов [58] должен был обратить особое внимание на учет ослабления света в атмосфере, поскольку применение им очень плотных светофильтров давало весьма широкую систему, что обуславливало и большие значения факторов избирательного ослабления и их значительные колебания.

Отказавшись от метода дифференциальных привязок, Элви остановился на методе стандартных звезд. Он, как и Стеббинс, отказался от учета зависимости избирательного ослабления от цвета, что в данном случае недопустимо, ввиду гораздо более широкой цветовой системы и охвата наблюдениями значительно большего интервала спектральных классов ( $B - F$ ).

Редукции наблюдений к внешней границе атмосферы Э л в и осуществлял по формуле:

$$c_0 = c(\zeta, t) - (\alpha_0 + T) \sec \bar{\zeta}, \quad (34)$$

полагая приближенно  $F(\zeta) = \sec \zeta$ . Значение  $\alpha_0$ , соответствующее красной прозрачности (глазомерная оценка 4,5), было определено из систематических наблюдений пары околополярных звезд (восходящей и заходящей) и проверено по выносу одной и той же стандартной звезды, наблюдавшейся на различных воздушных массах. На основании этих наблюдений для  $\alpha_0$  было принято значение, равное  $0^m.300$ . Поправочный член  $T$  учитывает эффект изменения прозрачности.

Казалось бы естественным, имея значение внеатмосферного цветового эквивалента стандартной звезды, проверенное выносом с различных масс, воспользоваться им для определения значений по формуле (34) или непосредственно определять  $\alpha(t)$  по формуле (18), наблюдая  $c(\zeta, t)$  для различных моментов ночи. Однако Э л в и пошел иным путем.

Все наблюдения стандартных звезд он редуцировал со значением  $\alpha = \alpha_0$ , после чего вынесенные значения цветовых эквивалентов различных стандартных звезд были эмпирически приведены к одной из них.

Редуцированные таким образом цветовые эквиваленты, равные

$$c'_0 = c(\zeta, t) - \alpha_0 \sec \zeta \quad (35)$$

отличались, очевидно, от истинного внеатмосферного цветового эквивалента  $c_0$  на величину  $T \sec \zeta$ , зависящую как от значения истинного фактора избирательного ослабления, так и той массы воздуха, на которой было произведено данное наблюдение.

Построив зависимость значений  $c'_0$  от глазомерных оценок прозрачности ( $k$ ), Э л в и получил вполне определенную корреляцию, но с весьма большой дисперсией, обусловленной как ошибками в оценках прозрачности, так и большими вариациями множителя  $T \sec \zeta$ .

При подразумеваемом предположении, что среднее из значений  $c'_0$ , соответствующих оценке прозрачности баллом  $k = 4^{1/2}$ , строго соответствует фактору ослабления  $\alpha_0$ , имеем, очевидно, что  $\bar{c}'_0 = c_0$ . Тогда значение  $T$  определяется по формуле:

$$T = (c'_0 - \bar{c}'_0) \cos \zeta. \quad (36)$$

Определяя таким путем  $T$  для каждого наблюдения стандартной звезды и беря затем среднее для каждой ночи, Э л в и получил графическое соотношение между  $T$  и оценкой прозрачности  $k$ , дисперсия которого была, естественно, гораздо меньше, чем у предыдущего.

Таким путем Э л в и получил калиброванное соотношение между глазомерной оценкой прозрачности и фактором ослабления.

В этом имеется существенное методическое преимущество рассматриваемой работы по сравнению с работой Стеббинса и Хаффера [98].

Найденная кривая ( $k, T$ ) может служить для определения фактора ослабления по глазомерной оценке прозрачности. Э л в и отмечает,

что при помощи этой кривой и наблюдаемых цветовых эквивалентов стандартных звезд, можно измерять прозрачность атмосферы вместо того, чтобы ее оценивать. Это конечно верно, но практического значения кривая ( $k$ ,  $T$ ) по нашему мнению не имеет. В конечном счете весь вопрос сводится к надежному определению внеатмосферного цветового эквивалента стандартной звезды. Элви не пользуется каким либо прямым методом для этого. В качестве истинного значения для  $c_0$  он берет среднее значение из  $c'_0$ , полученных при глазомерной оценке с баллом  $4^{1/2}$ . Здесь нет уверенности, что действительно  $\bar{c}'_0 = c_0$ .

Это последнее обстоятельство кажется нам основным недостатком первой работы Элви, ибо несоответствие значений  $\bar{c}'_0$  и  $c_0$  может явиться источником систематической ошибки каталога.

В своей второй работе, выполненной совместно с Мелином, Элви пошел уже гораздо более прямым путем [59]. В хорошую ночь по ряду наблюдений стандартной звезды были определены, как фактор ослабления, так и внеатмосферный цветовой эквивалент этой звезды ( $c_0$ ). С этим значением  $c_0$  и определялись в дальнейшем значения фактора избирательного ослабления для различных моментов наблюдений. Элви и Мелин не указывают, к сожалению, конкретного метода, которым (притом всего лишь однажды) было определено значение  $c_0$ . Это не позволяет нам судить о степени уверенности в полученном результате и отсутствии систематических ошибок в данном каталоге.

В выполненной за последнее время работе Эггена по фотоэлектрическому определению блеска и цвета близких к Солнцу звезд [57] наблюдения рецудировались к внешней границе земной атмосферы. Факторы ослабления света определялись для каждой ночи по прямым Бугэ, строившимся по крайней мере для двух звезд, резко различавшихся по цвету (см. следующий параграф). Это позволяло учитывать изменение факторов ослабления в зависимости от цвета звезд. Оказалось, что фактор ослабления для желтого фильтра практически не зависит от цвета, тогда как фактор ослабления для синего, а, следовательно, и фактор избирательного ослабления, показали наличие существенной цветовой зависимости.

Хотя применявшийся Эггеном метод учета ослабления света в атмосфере и является более совершенным, чем методы применявшиеся Стеббинсом и его сотрудниками, а также первый метод Элви, но и он отнюдь не может рассматриваться как вполне удовлетворительный. Дело в том, что применение метода Бугэ не обеспечивает уверенного получения истинного значения фактора ослабления, несмотря на значительное число затрачиваемых на это вспомогательных наблюдений (следующий параграф; см. также [72]).

Примененный Эггеном метод может дать удовлетворительные результаты только в случае исключительно стабильной прозрачности атмосферы, когда ее изменения в течение ночи практически отсутствуют.

Совсем неудовлетворительно решен вопрос об учете влияния ослабления света в недавно опубликованной работе Шилта и Джексона [91], посвященной электроколориметрии 2031 звезды ярче 6.5 величины со склонениями южнее  $-15^\circ$ , относящейся к спектральным типам O, B, AO и KO. Из инструментальных соображений наблюдения велись только около меридиана, что исключало возможность самостоятельного опре-

деления факторов избирательного ослабления. Поэтому авторами использовался средний фактор, сначала выведенный на основании перенаблюдения ряда звезд, для которых были уже получены внеатмосферные цветовые эквиваленты Стеббинсом, Хаффером и Уитфордом [99]. Однако сопоставление с этим каталогом дало явно завышенное значение искомого фактора. Тогда тот же прием проделан для звезд наблюдаемых на Капской обсерватории, что дало для фактора избирательного ослабления более осмысленное значение. Вряд ли можно рассматривать подобную процедуру как сколько нибудь приемлемую в электроколориметрии.

Если обратиться к электроколориметрическим и электрофотометрическим каталогам выполненным для небольших областей неба таких как избранные площадки, открытые скопления и т. п. то оказывается, что здесь положение нельзя считать удовлетворительным. В рассматриваемом случае, правда, легче получить большую внутреннюю точность каталогов поскольку наблюдения носят здесь дифференциальный характер (обычно осуществляется привязка к некоторым опорным звездам, выбранным среди звезд изучаемой площадки). Однако установление нуля для каждой площадки, чаще всего привязкой к северному полярному ряду, должно быть выполнено со всей возможной тщательностью.

Крон и Смит [78], определяя величины и цветовые эквиваленты в красной и инфра-красной областях для звезд Северного полярного ряда и некоторых Каптейновских и Гарвардских площадок, использовали средние значения факторов ослабления, т. к. прозрачность атмосферы для этих областей спектра оказалась очень постоянной. Не была обнаружена и зависимость ослабления от цвета звезд. Но это приближение допустимо только для длинноволновой области спектра.

В работе Стеббинса, Уитфорда и Джонсона [103], посвященной определению величин и цветовых эквивалентов звезд в площадках Каптейна (№ № 57, 61 и 68), несмотря на то что применялся сурьяноцезиевый фотоумножитель, использовались также средние значения факторов ослабления. Но эти средние факторы брались различными для каждого из трех лет, в течение которых проводились наблюдения (1947—1949 гг.). Зависимость фактора ослабления от цвета звезд также учитывалась, но и для нее брались три различные значения — каждое для данного года. И только в последний год наблюдений, когда цвета опорных звезд были уже достаточно хорошо определены, эти звезды использовались (в случае необходимости) для определения поправок к среднему фактору ослабления.

Методика учета ослабления света, примененная Эггеном в его работах по электроколориметрии и электрофотометрии звезд в открытых скоплениях [56], не отличалась от того, как это делалось им при изучении близких к Солнцу звезд (см. выше). Несколько более совершенно решался рассматриваемый вопрос в работе Джонсона и Моргана [72] при определении ими цветовых эквивалентов звезд в плеядах. Применив сначала метод Бугэ для определения внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд, эти авторы обнаружили различие в факторах ослабления света, определенных из наблюдений по разным сторонам от меридиана. Они приписали этот эффект локальным неоднородностям в прозрачности атмосферы, а также совершенно правильно —



изменениям последней со временем (см. следующий параграф). Посчитав, поэтому, невозможным пользоваться средними факторами, определенными для каждой ночи методом Бугэ, они ввели для определения средней прозрачности за ночь условие, чтобы наблюдения, выполненные за все ночи, давали одно наиболее вероятное значение для внеатмосферного цветового эквивалента стандартной звезды. Исходя из этого условия и были определены окончательные средние факторы ослабления для каждой ночи наблюдений. Морган и Джонсон учитывали также зависимость фактора избирательного ослабления от цвета звезд.

Резюмируя все изложенное мы можем констатировать, что во всех рассмотренных работах, кроме работы Элви и Мелина, учет ослабления проводился принципиально неудовлетворительно, вследствие чего все эти каталоги нельзя считать фундаментальными.

Как уже отмечалось выше, надежное определение внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд и многолетних значений факторов ослабления есть основная предпосылка успешного учета избирательного ослабления света в атмосфере.

#### § 7. Методика редуций за избирательное ослабление света, принятая в настоящей работе

Обратимся теперь к рассмотрению редуций за избирательное ослабление света в атмосфере, проводившихся в настоящей работе. Мы, естественно, остановились на методе стандартных звезд. Нами учитывались также зависимость избирательного ослабления от цвета звезд. Но мы пренебрегли эффектом Форбса. Возможные последствия этого будут рассмотрены на своем месте.

С наибольшими практическими трудностями мы встретились при определении с необходимой точностью внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд. Мы испытали ряд методов, прежде чем прийти к окончательному решению вопроса. Рассмотрим эти методы в той последовательности, в какой они применялись.

Первоначально мы пытались использовать известный, широко применяющийся и в объективной астрофотометрии, метод Бугэ-Ламберта [56, 52, 90], заключающийся в наблюдении стандартной звезды на различных массах воздуха по одну из сторон меридиана. В случае постоянства фактора избирательного ослабления и при условии пренебрежения эффектом Форбса наблюдаемые значения цветовых эквивалентов  $c(\lambda, t)$  лягут на «прямую Бугэ»:

$$c(\lambda, t) = c_0 + \alpha F(\lambda), \quad (37)$$

экстраполируя которую на значение  $F(\lambda)=0$ , либо графически, либо, что лучше, методом наименьших квадратов, найдем искомое значение  $c_0$ .

Наклон прямой Бугэ дает непосредственно значение фактора избирательного ослабления. Все это общеизвестно.

В соответствии с установившимся на этот счет мнением мы считали, что критерием постоянства прозрачности во времени должна служить безукоризненная прямолинейность рассматриваемой прямой.

Найдя значения  $c_0$  для ночей с постоянной прозрачностью и интерполируя их, в случае изменений цветовой системы, на промежуточные ночи (с непостоянной прозрачностью), мы рассчитывали, используя урав-

нение (18), получать мгновенные значения фактора избирательного ослабления для любой ночи, в течение которой проводились наблюдения. Однако применение нами этого способа в 1940 г. показало полную его надежность. Оказалось, что прямые Бугэ действительно получаются из наблюдений, как правило, безукоризненно прямыми, но они отнюдь не пересекаются при  $\tau(\zeta) = 0$ , как это казалось должно было иметь место. Получающиеся весьма большие расхождения в экстраполированных значениях  $C_0$  далеко выходят за пределы, объяснимые ошибками наблюдений, точностью проведения прямой Бугэ, влиянием эффекта Ф о р б с а, возможными изменениями цветовой системы, а также возможной переменностью наблюдавшихся (выбранных как заведомо постоянные) стандартных звезд. Пример подобных линий Бугэ приведен на рис. 37.

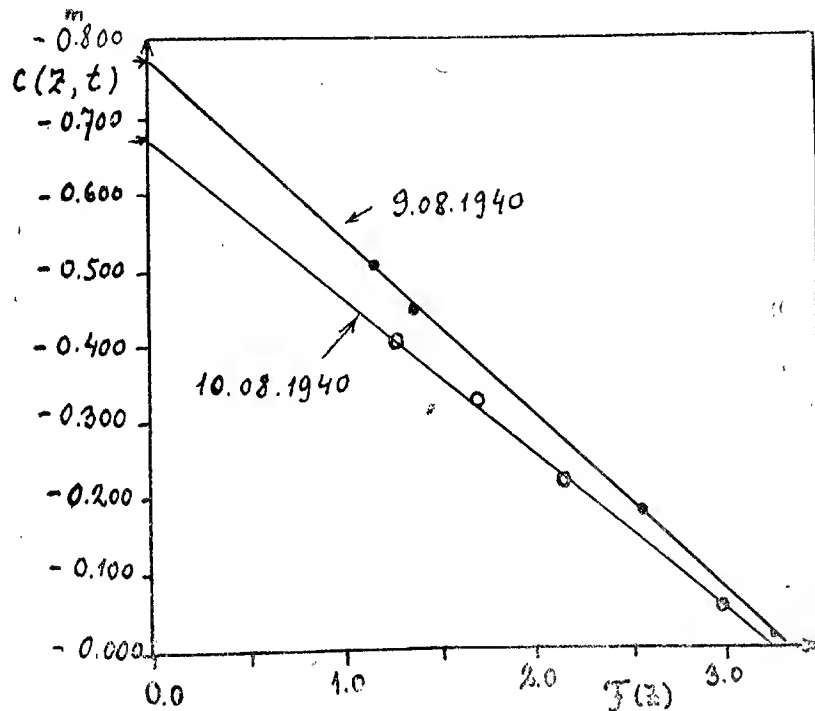


Рис. 37

Необходимо было выяснить причину подобных расхождений. Рассмотрение вопроса показывает, что даже при весьма значительных, но плавных изменениях прозрачности, прямые Бугэ с весьма высокой точностью сохраняют прямолинейность, но сильно поворачиваются в момент прохождения звезды через меридиан [19].

Проводя прямую через значения  $c(\zeta, t)$ , полученные по одну сторону меридиана мы получим, следовательно, при переменном  $\omega(t, c_0)$  некоторую фиктивную прямую Бугэ:

$$c(\zeta, t) = A + BF(\zeta), \quad (38)$$

у которой  $A \neq c_0$ , а  $B \neq \alpha$ .

Наблюдая звезду по обе стороны от меридиана, мы получим две различные фиктивные прямые Бугэ, образующие некоторую «вилку». Пример подобных «вилок», относящихся к общему ослаблению можно найти в наблюдениях Е. В. Пясковской-Фесенковой [31], Е. К. Никоновой [26], Колдера [52], Ружье [90] и Аббота (43). Остановимся на этом несколько подробнее.

В случае изменения со временем фактора избирательного ослабления имеем очевидно (при наблюдениях блеска все рассуждения остаются совершенно аналогичными):

$$c(\chi, t) = c_0 + \alpha(t, c_0)F(\chi). \quad (39)$$

Для получения уравнения линии Бугэ необходимо фактор избирательного ослабления выразить как функцию воздушной массы, что осуществляется посредством общеизвестной формулы:

$$\cos \chi = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \Theta \quad (40)$$

и соотношения между массой воздуха и зенитным расстоянием. Уравнение

$$c(\chi, t) = c_0 + \alpha[\varphi(F(\chi)), c_0] \cdot F(\chi) \quad (41)$$

и решает в общем виде поставленную задачу.

Рассмотрим данное уравнение более подробно. При этом сделаем следующие упрощающие предположения. Во-первых, предположим, что  $F(\chi) \cong \sec \chi$ , что, как известно, оправдывается с хорошей точностью до масс  $\sim 2$ . Во-вторых, допустим, что фактор ослабления меняется линейно со временем (или, что то же, с часовым углом  $\Theta$ , который обозначим в дальнейшем символом времени  $t$ ) т. е.

$$\alpha(t, c_0) = \alpha_0 + \alpha_1 t$$

При этих предположениях уравнение (39) примет вид:

$$c(\chi, t) = c_0 + \{\alpha_0 + \alpha_1 t\} \sec \chi \quad (42)$$

Согласно (40) имеем:

$$t = \pm \arccos \left\{ \frac{\sec \delta \sec \varphi}{\sec \chi} - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi \right\}$$

и, следовательно, (42) примет вид:

$$c(\chi, t) = c_0 + \alpha_0 \sec \chi \pm \alpha_1 \sec \chi \cdot \arccos \left\{ \frac{\sec \delta \sec \varphi}{\sec \chi} - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi \right\}. \quad (43)$$

Это уравнение и дает нам выражение для обеих линий Бугэ при сделанных нами предположениях. Сокращенно его можно записать:

$$c(\chi, t) = c_0 + \alpha_0 \sec \chi \pm \alpha_1 \chi(\sec \chi, \varphi, \delta),$$

где  $\chi(\sec \chi, \varphi, \delta)$  дает отклонение наблюдаемых линий Бугэ от прямой, соответствующей постоянному значению  $\alpha$  — мгновенному значению фактора ослабления для момента прохождения светила через меридиан.

Анализ уравнения (43) показывает, что около меридиана касательная к линии Бугэ плавно поворачивается, а в самый момент прохождения она становится перпендикулярно к оси  $F(\chi)$ , ибо в этот момент

$$\frac{dc(\chi_{\min}, 0)}{d \sec \chi} = \infty$$

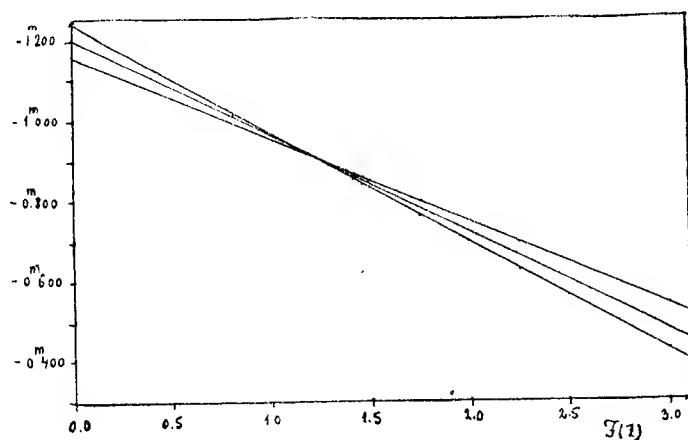


Рис. 38

Уравнение (43) иллюстрируется рис. 38 и 39, на которых приведены линии Бугэ, рассчитанные для экваториальной звезды с  $c_0 = -1^m.200$  при линейном изменении фактора ослабления на  $0^m.100$  в сутки и при  $\alpha_0 = 0^m.240$ , что соответствует реально наблюдавшимся условиям. Рис. 39 дает в очень увеличенном масштабе ход линий Бугэ около момента прохождения звезды через меридиан.

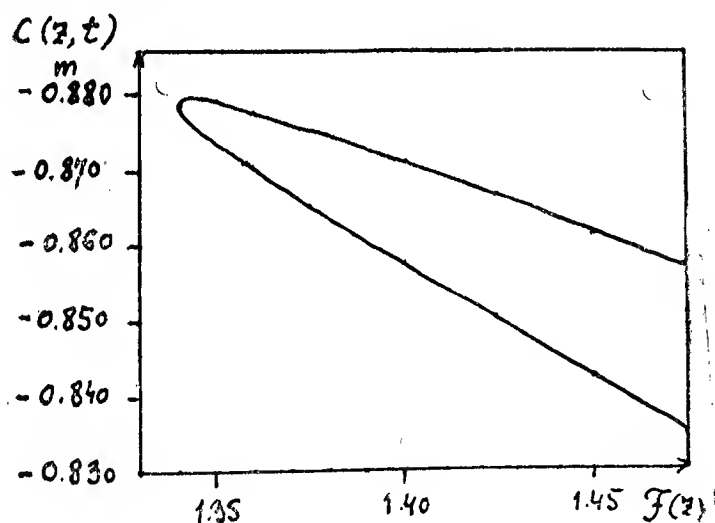


Рис. 39

Сколько точно могут аппроксимироваться посредством фиктивных прямых Бугэ наблюдения, выполненные до и после меридиана, видно из таблицы XX. Эта таблица рассчитана для одной из наших стандартных

звезд ( $HD\ 15318$ ) с  $c_0 = -1^m200$  (в системе 1941 г.), при той же линейной зависимости фактора ослабления от времени, которую мы приняли при построении рис. 38 и 39.

Таблица XX

$t$	$\alpha(t, c_0)$	$F(\chi)$	$c(\chi, t)$	$c_{\text{выч}}(\chi, t)$	$c - c_{\text{выч}}$ в $0^m001$	
-5.0	$0^m219$	3.465	-0.441	-0.443	+2	До меридиана
-4.0	0.221	2.632	-0.618	-0.617	-1	
-4.0	0.223	2.151	-0.720	-0.718	-2	
-3.5	0.225	1.831	-0.788	-0.785	-3	
-3.0	0.228	1.617	-0.831	-0.829	-2	
-2.0	0.232	1.467	-0.860	-0.861	+1	
0.0	0.240	1.198	-0.912	-0.917	+5	
0.0	0.240	1.198	-0.912	-0.908	-4	После меридиана
+2.0	0.248	1.467	-0.836	-0.835	-1	
+3.0	0.252	1.617	-0.793	-0.794	+1	
+3.5	0.255	1.831	-0.733	-0.736	+3	
+4.0	0.257	2.151	-0.647	-0.649	+2	
+4.5	0.259	2.632	-0.518	-0.519	+1	
+5.0	0.261	3.465	-0.296	-0.293	-3	

До меридиана		После меридиана	
A	$-1^m167 \pm 0^m003$		$-1^m233 \pm 0^m003$
B	$-0.209 \pm 0.002$		$0.271 \pm 0.002$

Первые три графы таблицы XX пояснений не требуют. В четвертой даны значения  $c(\chi, t)$  вычисленные по формуле (42) с принятыми значениями  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . В пятой — значения  $c_{\text{выч}}(\chi, t)$ , — аппроксимирующие значения  $c(\chi, t)$  посредством фиктивных прямых Бугэ (38), проведенных методом наименьших квадратов на основании данных графы четвертой. Полученные значения параметров A и B для этих фиктивных, аппроксимирующих прямых Бугэ приводятся внизу таблицы XX. В шестой графе приведены разности значений граф четвертой и пятой, показывающие, что точность представления посредством фиктивных прямых Бугэ первоклассна. Приведенные в графе шестой систематические отклонения, указывающие на переменность  $\alpha$ , лежат, практически, в пределах точности фотоэлектрических наблюдений.

Физический смысл возможности аппроксимирования линий Бугэ при помощи прямых — очевиден. Линейным изменениям фактора избирательного ослабления со временем соответствуют отнюдь не линейные изменения этого фактора в зависимости от массы воздуха; последняя весьма быстро меняется при своих больших значениях и крайне медленно — при малых. Поэтому при больших значениях масс воздуха фактор избирательного ослабления почти не меняется, тогда как при уменьшении массы он меняется все быстрее. Практически почти все влияние изменения

этого фактора сказывается вблизи минимального значения воздушной массы, когда и происходит поворот линий Бугэ (рис. 39). Из сказанного очевидно, что рассматриваемый эффект будет резче сказываться для достаточно южных звезд, для которых массы воздуха меняются особо быстро. Легко видеть, что изложенные выше соображения справедливы не только для линейных, но и вообще для плавных изменений фактора избирательного ослабления.

Все это подтверждает высказыванное выше утверждение, что прямолинейность линий Бугэ, наблюдавшихся по одну сторону от меридиана, никак не может служить критерием постоянства фактора ослабления. Поэтому способ Бугэ-Ламбера должен рассматриваться как совершенно неприемлимый для точной астрофотометрии, если только нет дополнительных указаний на постоянство прозрачности в период данных

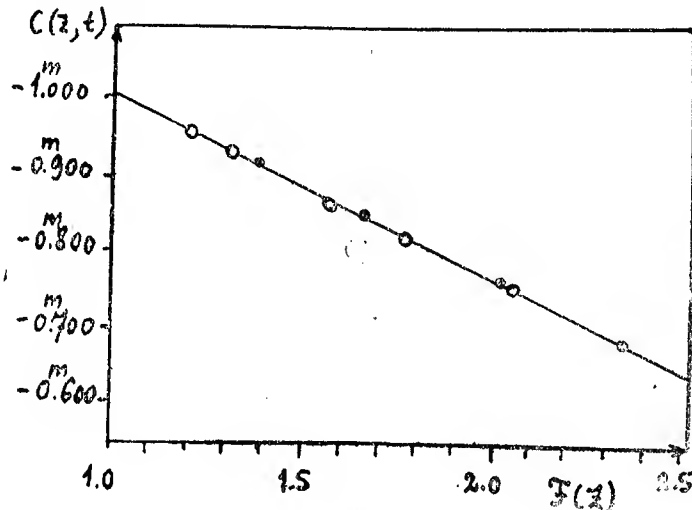


Рис. 40

наблюдений. С большой степенью вероятностью таким указанием может служить совпадение прямых Бугэ, полученных по обе стороны от меридиана. Примером подобного случая могут быть наблюдения стандартной звезды HD 15318 в течение ночи 17/X—1941 г., приведенные на рис. 40. Подобные случаи постоянства прозрачности довольно редки и не дают достаточного материала для получения опорных значений  $c_0$ . Следует также иметь в виду, что совпадение прямых Бугэ получится и в том, правда весьма маловероятном случае, когда изменения прозрачности происходят симметрично относительно момента прохождения данной звезды через меридиан.

Изложенная критика метода Бугэ - Ламбера показывает, например, что в так называемом «длинном» спектроболометрическом способом Ланглея - Аббота нельзя ограничиваться, как это обычно принято, наблюдениями по одну сторону от меридиана. В этом случае очевидна возможность получения ошибочных результатов.

Можно, однако, показать, что используя наблюдения, произведенные по обе стороны от меридиана, мы получим значительно лучшие результаты.

8 აბსტრუქტის ასკრეფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

Допустим, что  $\alpha(t)$  разлагается в степенной ряд в функции часового угла, вводимого нами вместо звездного времени

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 + \dots \quad (44)$$

Для сравнительно небольших отрезков времени, ограниченных несколькими часами, это предположение можно считать достаточно законным (типичные кривые хода  $\alpha(t)$  для ряда ночей приведены на рис. 41).

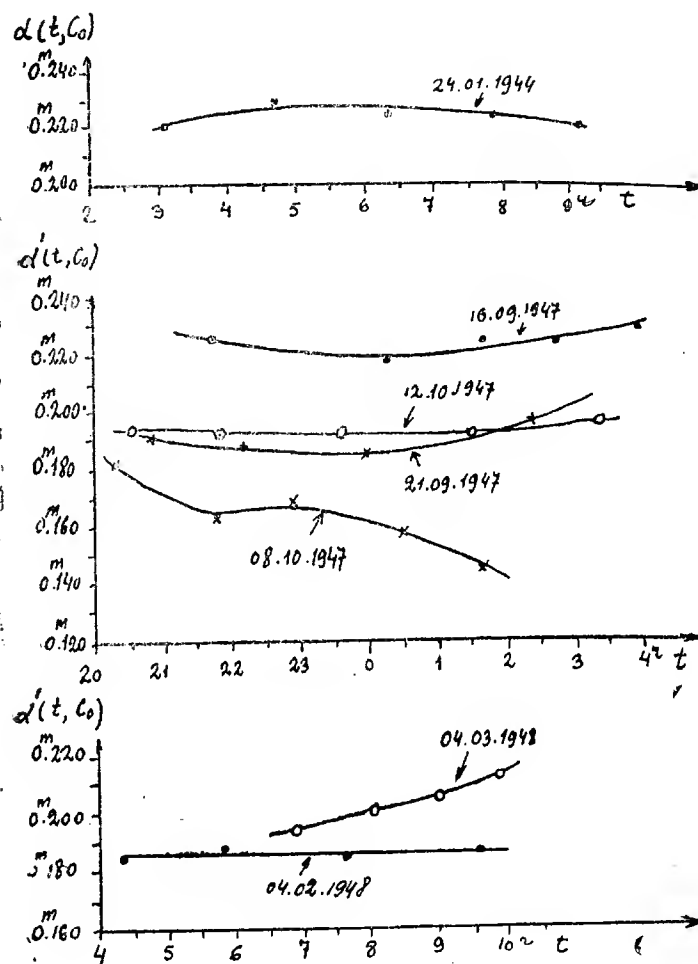


Рис. 41

При сделанном предположении имеем очевидно:

$$c(\zeta, t) = c_0 + \alpha_0 F(\zeta) + \alpha_1 F(\zeta) \cdot t + \alpha_2 F(\zeta) \cdot t^2 + \dots \quad (45)$$

Если данный ряд наблюдений симметрично расположен относительно меридиана, другими словами, если наблюдения велись при значениях  $t$ , равных по абсолютной величине, но различных по знаку, то беря среднее

из таких «сопряженных» наблюдений найдем:

$$c(\zeta, t) = \frac{1}{2} \{c(\zeta, t) + c(\zeta, -t)\} = c_0 + \alpha_0 F(\zeta) + \alpha_2 F(\zeta) \cdot t^2 + \alpha_4 F(\zeta) \cdot t^4 \quad (46)$$

Это уравнение содержит только четные степени  $t$ . Если можно считать, что фактор ослабления меняется линейно со временем, то тогда совершенно строго будем иметь:

$$c(\zeta, t) = c_0 + \alpha_0 F(\zeta). \quad (47)$$

Имея ряд таких симметричных наблюдений, найдем при помощи метода наименьших квадратов значения  $c_0$  и  $\alpha_0$ . Последнее значение относится к моменту прохождения звезды через меридиан.

В случае, если наблюдения производились до и после меридиана, при несоответствующих друг другу часовых углах, можно применить следующую процедуру обработки. Каждая ветвь «вилки» представляется методом наименьших квадратов — своей фиктивной прямой Бугэ (38):

$$\left. \begin{aligned} c(\zeta, t) &= A_1 + B_1 F(\zeta) \\ c(\zeta, -t) &= A_2 + B_2 F(\zeta) \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

На основании формулы (47), при предполагаемой линейной зависимости  $\alpha$  от  $t$ , имеем:

$$c_0 = \frac{1}{2} (A_1 + A_2); \quad \alpha_0 = \frac{1}{2} (B_1 + B_2). \quad (49)$$

Надо сказать, что на практике предположение о линейном характере небольших изменений фактора ослабления в течение не слишком больших интервалов времени является вполне обоснованным, так как оно соответствует линейному же изменению оптической толщины атмосферы.

Пример подобной обработки приведен в таблице XXI.

Были взяты фактические наблюдения стандартной звезды HD 15318 в течение ночи 26. X. 1941. Полученное значение  $c_0 = -1^m.198$  прекрасно сходится со значением, найденным по методу Бугэ для ночи 17. X. 1941, когда прозрачность была постоянной (рис. 40) и было получено значение  $c_0 = -1^m.200$ .

Таблица XXI

$F(\zeta)$	$c(\zeta, t)$	$c_{\text{выч}}(\zeta, t)$	$c - c_{\text{выч}}$ в 0 <sup>m</sup> .001	
1.758	-0 <sup>m</sup> .748	-0 <sup>m</sup> .751	+3	До меридиана
1.498	-0.828	-0.823	-5	
1.366	-0.859	-0.859	0	
1.293	-0.881	-0.879	-2	
1.194	-0.900	-0.904	+4	
1.211	-0.901	-0.900	-1	После меридиана
1.378	-0.861	-0.864	+3	
1.744	-0.781	-0.784	+3	
2.365	-0.661	-0.648	-13	
2.712	-0.568	-0.573	+5	
$A_1 = -1^m.233;$		$B_1 = 0^m.274$		
$A_2 = -1.164;$		$B_2 = 0.218$		
$c_0 = -1.198$		$\alpha_0 = 0.246$		



Следует отметить, что наличие заметной нелинейности хода фактора ослабления со временем, даст нелинейный ход  $c(\zeta, t)$  в зависимости от  $F(\zeta)$ . Это видно из уравнения (46), если принять во внимание, что  $t$  есть некоторая функция от  $F(\zeta)$ .

Используя наблюдения, произведенные по обе стороны от меридиана, можно применить и несколько другой метод обработки. Можно искать коэффициенты уравнения (45) непосредственно, применяя метод наименьших квадратов. Однако для получения уверенного решения надо иметь весьма большое число наблюдений. Это в равной мере относится и к изложенному выше способу двух фиктивных прямых Бугэ («способу вилки»). Поэтому оба способа встречают практические трудности при определении внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд.

Мы считаем, что способ вилки может найти успешное применение лишь там, где до сих пор неизбежно применялся способ Ламбера-Бугэ — т. е. тогда, когда необходимо получить внеатмосферный цветовой эквивалент (или блеск), пользуясь наблюдениями только одного небесного светила [26]. Сюда относятся наблюдения Луны и Солнца и, в частности, определение солнечной постоянной длинным методом Ланглея-Аббота. В подобных исследованиях применение «метода вилки» существенно облегчается тем обстоятельством, что при наблюдении одного объекта ничто не мешает накопить достаточный наблюдательный материал. Иначе обстоит дело при наблюдениях стандартных звезд, поскольку такие наблюдения являются вспомогательными и отнимают время от выполнения основной программы. Поэтому в настоящей работе мы должны были остановиться на каком-либо другом способе.

Широко распространен и так называемый способ двух звезд одной восходящей и другой заходящей. Наиболее совершенным вариантом этого способа является метод Смартта [95], позволяющий объединять наблюдения, полученные за несколько ночей. Недостатком этого метода является предположение, что различиями факторов ослабления (в нашем случае избирательного) для обеих звезд можно пренебречь. Отказавшись от этого ограничения, мы обобщили метод Смартта на случай, когда нельзя пренебрегать зависимостью фактора избирательного ослабления от цветового эквивалента.

Обобщенный метод Смартта заключается в следующем. Наблюдаются, одна вслед за другой, две стандартные звезды — одна восходящая, а другая — заходящая. Тогда для каждого наблюдения обеих звезд, обозначаемых (1) и (2), имеем уравнения:

$$\left. \begin{aligned} c_1(\zeta_1, t_1) &= c_{01} + \alpha(t_1, c_{01})F(\zeta_1) \\ c_2(\zeta_2, t_2) &= c_{02} + \alpha(t_2, c_{02})F(\zeta_2) \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Умножая первое на  $F(\zeta_2)$  второе на  $F(\zeta_1)$  и вычитая их одно из другого, находим:

$$\begin{aligned} c_{01}F(\zeta_2) - c_{02}F(\zeta_1) + \{\alpha(t_1, c_{01}) - \alpha(t_2, c_{02})\}F(\zeta_1)F(\zeta_2) = \\ = c_1(\zeta_1, t_1)F(\zeta_2) - c_2(\zeta_2, t_2)F(\zeta_1) \end{aligned} \quad (51)$$

Ввиду близости по временам обоих наблюдений, а также ввиду малости величины  $\gamma = \frac{d\alpha}{dc_0}$  (не превосходящей даже для весьма широких

цветовых систем нескольких сотых звездной величины) можем положить:

$$\alpha(t_2, c_{02}) \cong \alpha(t_1, c_{02}) = \alpha(t_1, c_{01}) + \gamma(c_{02} - c_{01}) \quad (52)$$

откуда, подставляя в (51), находим:

$$c_{01}F(\chi_2) - c_{02}F(\chi_1) + \gamma(c_{02} - c_{01})F(\chi_1)F(\chi_2) = c_1(\chi_1, t_1)F(\chi_2) - c_2(\chi_2, t_2)F(\chi_1) \quad (53)$$

Это и есть основное уравнение рассматриваемого способа. Если обе звезды не очень различаются по спектрам, то вполне возможно положить  $\gamma = \text{const}$ . Это тем более законно в рассматриваемом случае, поскольку стандартные звезды всегда подбираются возможно более близкими по цвету.

Уравнение (53) при сделанных предположениях не содержит значительных факторов избирательного ослабления, что позволяет объединять в одну систему уравнения, полученные в различные ночи. Этим сохраняется основное преимущество метода Смартта, уравнение которого получается из (53) при  $\gamma = 0$ . Совокупность уравнений (53) может решаться, либо непосредственно методом наименьших квадратов относительно неизвестных  $c_{01}$ ,  $c_{02}$  и  $\gamma(c_{02} - c_{01})$  либо, что дает на практике более точные результаты, методом последовательных приближений. В этом последнем случае сначала решаются обычные уравнения Смартта (уравнение (53) при  $\gamma = 0$ ). Найдя приближенные значения  $c'_{02}$  и  $c'_{01}$ , подставим разность  $c'_{02} - c'_{01}$  в произведение  $\gamma(c'_{02} - c'_{01}) \cong \gamma(c_{02} - c_{01})$ . Последнее приближение вполне допустимо ввиду малости  $\gamma$ , а также незначительной величины разности  $c_{02} - c_{01}$ . Во втором приближении решаются уже уравнения (53), в которых неизвестными являются  $c_{02}$ ,  $c_{01}$  и  $\gamma$ .

Рассмотренный способ казался очень привлекательным, поскольку он позволяет следить и за изменением цветовой системы, так как каждая стандартная звезда должна наблюдаться сначала как восходящая, а затем и как заходящая, что обуславливает преемственность в определении внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд. Тем не менее оказалось, что для получения по обобщенному методу Смартта надежных значений  $c_{01}$  и  $c_{02}$  необходимо весьма большое число наблюдений, которые также, к сожалению, являются лишь вспомогательными обременяющими основную программу. Это обстоятельство особенно невыгодно в периоды плохой погоды, когда с данной стандартной звездой производится лишь незначительное число наблюдений. Мы отказались, уже в процессе работы, и от применения метода Смартта. В связи с этим возникла необходимость найти такой метод определения внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд, который не требовал бы никаких вспомогательных наблюдений, а основывался бы лишь на соответственно расположенных наблюдениях программных звезд. К такому способу, в котором на основании программных наблюдений определяется поправка к произвольно принятому предварительному значению внеатмосферного цветового эквивалента стандартной звезды, мы пришли летом 1943 года [21].

Этот способ, который можно назвать методом выравнивания внеатмосферных цветовых эквивалентов, представляется нам в настоящее время наиболее пригодным для построения

фундаментальных электроколориметрических и электрофотометрических каталогов. Рассмотрим этот метод.

Допустим, что мы не знаем истинного значения внеатмосферного цветового эквивалента стандартной звезды  $c_0$  и ведем обработку с некоторым приближенным его значением  $c'_0$ :

$$c'_0 = c_0 - \Delta c_0 \quad (54)$$

В этом случае мы будем получать только приближенные значения фактора избирательного ослабления, которые будут равняться:

$$\alpha'(t, c'_0) = \frac{c(\tau, t) - c'_0}{F(\tau)} = \frac{c(\tau, t) - c_0}{F(\tau)} + \frac{\Delta c_0}{F(\tau)} = \alpha(t, c_0) - \Delta\alpha, \quad (55)$$

где

$$\Delta\alpha = -\frac{\Delta c_0}{F(\tau)}. \quad (56)$$

Последнее выражение дает погрешность в получаемом значении фактора избирательного ослабления из-за неточности в принятом значении цветового эквивалента стандартной звезды.

Очевидно, что неточность в определении  $\alpha$  будет тем меньше, чем больше  $F(\tau)$ . Следовательно, кривая  $\alpha'(t)$  будет иметь наибольшее отклонение от истинного хода  $\alpha(t)$  во время прохождения стандартной звезды через меридиан. Наличие характерного дугообразного хода кривой для  $\alpha'(t)$  дает серьезные основания подозревать наличие ошибки в цветовом эквиваленте стандартной.

Посмотрим как отразится эта ошибка на получаемых внеатмосферных цветовых эквивалентах программных звезд. Сохраняя для программных звезд те же обозначения всех величин, что и для стандартной, но выделяя их дополнительным индексом-звездочкой, имеем, пользуясь (56):

$$c'_{0*} = c_{0*}(\tau_*, t) - \alpha'(t_*, c'_{0*})F(\tau_*) = c_{0*}(\tau_*, t_*) - \{\alpha'(t_*, c'_0) + \gamma(c'_{0*} - c'_0)\}F(\tau_*) = \\ = c_{0*}(\tau_*, t_*) - \{\alpha(t_*, c_0) + \gamma(c'_{0*} - c'_0)\}F(\tau_*) - \eta\Delta c_0 \quad (57)$$

Через  $\eta$  мы обозначили величину, которой нам придется очень много пользоваться в дальнейшем, а именно — отношение массы воздуха, на которой наблюдалась программная звезда к массе воздуха, на которой в этот момент находилась стандартная:

$$\eta = F(\tau_*)/F(\tau). \quad (58)$$

Как и в обобщенном методе Смита можем положить, ввиду малости  $\gamma$ :

$$\gamma(c'_{0*} - c'_0) = \gamma(c_{0*} - c_0) \quad (59)$$

Это вполне законно, поскольку  $c'_0$  берется весьма близким к  $c_0$  и следовательно  $c'_{0*}$  будет также достаточно близким к  $c_{0*}$ . Подставляя (59) в формулу (57) находим основное соотношение:

$$c'_{0*} = c_{0*}(\tau_*, t_*) - \alpha(t_*, c_{0*})F(\tau_*) - \eta\Delta c_0 = c_{0*} - \eta\Delta c_0 \quad (60)$$

или

$$c'_{0*} - c_{0*} = -\eta\Delta c_0.$$

Погрешность, вносимая во внеатмосферный цветовой эквивалент программной звезды, не зависит, следовательно, от состояния прозрачно-

сти атмосферы, но зависит помимо  $\Delta c_0$  от  $\eta$ , а значит и той массы воздуха, на которой наблюдалась данная звезда.

Таким образом, повторные наблюдения одной и той же звезды, произведенные при различных значениях  $\eta$  дадут, в случае наличия неточности в  $c_0$ , равной  $\Delta c_0$ , различные значения для  $c'_{0*}$ . Разность этих значений будет равна:

$$\Delta c'_{0*} = c'^{(1)}_{0*} - c'^{(2)}_{0*} = -\Delta \eta \Delta c_0 \quad (61)$$

Это уравнение является основой рассматриваемого нами способа.

Принципиально достаточно иметь всего лишь два наблюдения программной звезды, выполненные при различных значениях  $\eta$ , но с той же стандартной, чтобы определить искомую поправку  $\Delta c_0$ . Однако, наличие случайных ошибок наблюдений и возможных локальных неоднородностей прозрачности атмосферы требует получения значительного ряда уравнений (61), которые затем решаются методом наименьших квадратов. Правда десяти и даже пяти таких уравнений вполне достаточно, чтобы вычислить  $\Delta c_0$  со средней ошибкой порядка  $\pm 0^m.01$ . Необходимо лишь, чтобы в условных уравнениях  $\Delta \eta$  имело возможно большие значения. Но как увидим ниже, для совершенно уверенного получения истинного значения  $c_0$  необходимо значительно большее число наблюдений, охватывающих достаточно продолжительный период времени.

Очевидно, что программные звезды, используемые для настоящей цели не должны быть очень близко расположены к стандартной. Кроме того, желательно наблюдать звезды в разных азимутах. Это уменьшит возможное систематическое влияние неоднородностей в прозрачности атмосферы. Отметим также, что повторные наблюдения могут выполняться в различные ночи; другими словами, для определения  $\Delta c_0$  могут использоваться регулярные наблюдения программных звезд при обязательном условии, что повторные наблюдения ведутся при других значениях  $\eta$ .

Между тем, при составлении фотометрических каталогов, общепринято вести наблюдения программных звезд непосредственно около меридиана, где ослабление света наименьшее. Так поступали и мы до введения нового способа. В случае «меридианных» наблюдений при использовании одной и той же стандартной звезды,  $\Delta \eta$  будет, очевидно, близко к нулю, а следовательно будет близка к нулю и разность  $\Delta c'_{0*}$ . Отсюда следует, что даже при большой ошибке  $\Delta c_0$ , а следовательно, и при большой систематической ошибке получающегося каталога, внутренняя его точность будет превосходной. Высокая точность каталога будет совершенно фиктивной и он отнюдь не будет удовлетворять тем требованиям, которые предъявляются к каталогам фундаментального типа.

Это положение можно иллюстрировать на следующем примере. Тридцать три повторные наблюдения программных звезд, полученные у меридиана летом 1942 года, еще до введения нового способа, были обработаны с двумя различными значениями  $c'_0$  стандартной [HD 199629], а именно —  $0^m.908$  и  $-1^m.000$ . При этом средние ошибки определения одного внеатмосферного цветового эквивалента программной звезды, выведен-

ные из сравнения повторных наблюдений в различные ночи, оказались равными: для  $c_0^{(1)} = -0^m908$ ,  $\sigma^{(1)} = \pm 0^m011$ , а для  $c_0^{(2)} = -1^m000$ ,  $\sigma^{(2)} = \pm 0^m011$ . Получающаяся внутренняя точность вынесенных цветовых эквивалентов действительно практически не зависит в рассматриваемом случае от  $c_0$  стандартной звезды. Между тем, для южных звезд внеатмосферные цветовые эквиваленты очень сильно разошлись для различных  $c_0$ . Это видно из рис. 42, в котором даны разности указанных цветовых эквивалентов ( $\Delta c_{0*}$ ) в зависимости от  $F(\chi)$ .

В связи с этим не лишено интереса отметить, что нас в свое время очень удивляла лучшая сходимости наблюдений программных звезд, чем у контрольных наблюдений вспомогательных стандартных звезд. Сейчас объяснение этого обстоятельства совершенно очевидно. Дело в том, что наблюдения программных звезд велись нами в то время всегда у меридиана, наблюдения же стандартных звезд выполнялись на самых разнообразных зенитных расстояниях, а следовательно, при различных значениях  $\eta$ . Как показывает формула (61), наличие ошибки  $\Delta c_0$  в цветовом эквиваленте стандартной звезды (по которой осуществлялась редукция как наблюдений программных звезд, так и контрольных наблюдений вспомогательных стандартных звезд) в первом случае не даст различий в  $c_{0*}$ , т. к. здесь  $\Delta\eta \approx 0$ , тогда как во втором случае  $\Delta c_{0*}$  будут отличаться от нуля, поскольку  $\Delta\eta \neq 0$ .

На рис. 43 приведены значения  $c_{0*}$  для стандартной звезды HD 15318, определенные по другой стандартной HD 38899. Здесь ясно виден ход в зависимости от  $\eta$ , что показывает на наличие значительной ошибки в принятом внеатмосферном цветовом эквиваленте HD 38899<sup>1</sup>.

Мы приходим к заключению, что построение фундаментальных каталогов как цветовых эквивалентов, так, конечно, и звездных величин, при помощи меридианных фотометров в сочетании с методом стандартной звезды таит в себе опасность получения фиктивной точности при больших систематических ошибках. Это будет иметь место в случае недостаточно надежного определения внеатмосферных значений параметров ( $c_0$  или  $m_0$ ) для применяемой стандартной звезды.

Основным принципом нового метода является наблюдение звезд не в условиях возможно меньшего влияния ослабления света в атмосфере, как при меридианных наблюдениях, а наоборот, в таких условиях, когда эффекты этого влияния выявляются в весьма резкой форме, но зато обеспечивается точный учет эффекта ослабления.

<sup>1</sup> Совершенно очевидно, что из подобных наблюдений можно получить, как поправку  $\Delta c_0$  к внеатмосферному цветовому эквиваленту стандартной звезды (по которой осуществляется вынос), так и истинный внеатмосферный цветовой эквивалент, выносимой звезды  $c_{0*}$ . Действительно, имея ряд уравнений (60):  $c_{0*} = c_0 + \eta \Delta c_0$  и решая их методом наименьших квадратов, мы найдем, как  $\Delta c_0$  так и  $c_{0*}$ . Этот способ хорош при наблюдениях индивидуальных переменных звезд [24]. В настоящей работе мы посчитали более целесообразным пользоваться уравнением (61), используя наблюдения различных программных звезд, поскольку в этом случае определение  $\Delta c_0$  будет основываться на значительно большем наблюдательном материале, при котором будет лучше устранено и влияние азимутального эффекта.

Надо иметь в виду, что в изложенном нами способе остается неучтенным влияние эффекта Форбса. Не представляет, однако, никаких трудностей оценить его порядок.

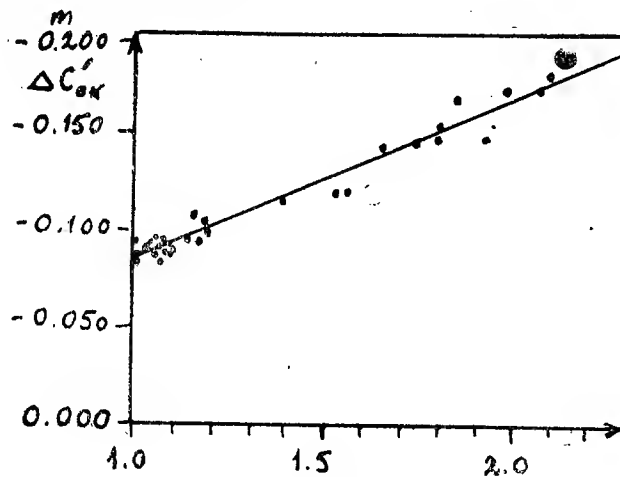


Рис. 42

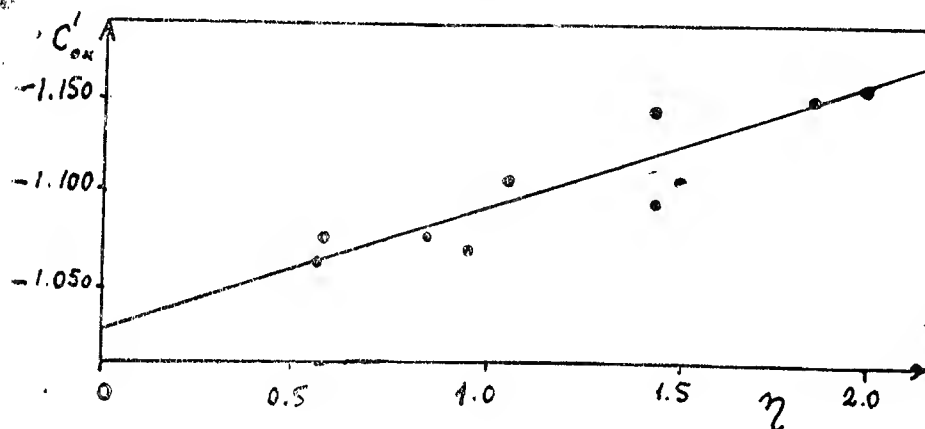


Рис. 43

Выше (§ 3) мы видели, что при наличии влияния эффекта Форбса фактор избирательного ослабления будет зависеть от зенитного расстояния и может быть приближенно представлен эмпирической формулой (13). Выделяя фактор избирательного ослабления, в котором учитывается эффект Форбса посредством введения третьего параметра — зенитного расстояния  $\eta$ , имеем<sup>1</sup>:

$$\alpha(t, c_0, \eta) = \alpha_0(t, c_0) - \{k\alpha_0(t, c_0) + c\}F(\eta), \quad (62)$$

где  $\alpha_0(t, c_0)$  фактор избирательного ослабления для бесконечно тонко-

<sup>1</sup> В соответствии с примечанием на стр. 94, зависимость  $\alpha$  от содержания водяных паров, выражается, ввиду зависимости  $\omega$  от времени  $t$ , через этот последний параметр.

го слоя атмосферы  $[F(\zeta) \rightarrow 0]$ , соответствующий звезде с внеатмосферным цветовым эквивалентом  $c_0$ .

Допустим для упрощения, что цвета стандартной и программной звезд одинаковы, т. е.  $c_{0*} = c_0$ . Это не отразится на конечном выводе. Тогда факторы избирательного ослабления, определенные для стандартной звезды (зенитное расстояние  $\zeta$ ) и программной (зенитное расстояние  $\zeta_*$ ) будут соответственно равны:

$$\alpha(t, \zeta, c_0) = \alpha_0(t, c_0) - \{kx_0(t, c_0) + e\}F(\zeta) \quad (63)$$

и

$$\alpha(t, \zeta_*, c_0) = \alpha_0(t, c_0) - \{kx_0(t, c_0) + e\}F(\zeta_*). \quad (64)$$

Следовательно, истинный внеатмосферный цветовой эквивалент программной звезды будет равен:

$$c_{0*} = c_*(t, \zeta_*) - \alpha(t, \zeta_*, c_0)F(\zeta_*), \quad (65)$$

а вынесенный по стандартной без учета эффекта Ф о р б а:

$$c'_{0*} = c_*(t, \zeta_*) - \alpha(t, \zeta, c_0)F(\zeta_*), \quad (66)$$

откуда ошибка во внеатмосферном цветовом эквиваленте, обусловленная влиянием рассматриваемого эффекта, будет согласно уравнениям (63)—(66):

$$\Delta c_{0*} = c_{0*} - c'_{0*} = \{kx_0(t, c_0) + e\} \cdot \{F(\zeta) - F(\zeta_*)\}F(\zeta_*). \quad (67)$$

Существенна зависимость этой погрешности от фактора избирательного ослабления, что таит в себе некоторую опасность сезонных влияний.

Грубую оценку порядка  $\Delta c_{0*}$  можно произвести на основании данных таблицы XVIII. Принимая для максимального значения  $[F(\zeta) - F(\zeta_*)] \cdot F(\zeta_*)$  величину  $\sim 1.5$  и беря найденные выше значения:  $k=0.055$  и  $e=-0.006$  [св. § 3], получаем (для крайних значений  $\alpha \cong 0^m2$  и  $0^m3$ ) поправки  $0^m007$  и  $0^m015$  соответственно; что дает их разности  $0^m00$ .

Мы видим, что рассматриваемые поправки отнюдь нельзя рассматривать как исчезающе малые. Тем не менее в настоящей работе мы пренебрегли их учетом. Это необходимо иметь в виду в дальнейшем.

Пробные наблюдения по новому способу мы начали вести в августе 1943 года. Регулярное же его применение было начато с 1-го сентября того же года, одновременно с установкой фотоэлемента ФЭЛ-2. В первое время мы вели повторные наблюдения программных звезд в течение той же ночи, чтобы иметь возможность получать поправку  $\Delta c_0$  по каждой ночи в отдельности, или, по крайней мере, по небольшим группам соседних ночей. Первой стандартной звездой, с которой был применен новый метод, была HD 222439 ( $\kappa$  And).

Как мы убедились в первые же дни, исходное приближенное значение цветового эквивалента стандартной звезды, для которого определяется поправка  $\Delta c_0$ , существенного значения не имеет. Это иллюстрируется следующим примером.

По наблюдениям 2 и 7 сентября, беря для предварительных значений ( $c'_0$ ) —  $0^m870$  и —  $0^m770$ , мы получили по девяти уравнениям вида (61) значения  $c_0$ , равные —  $0^m772$  и —  $0^m770$ , соответственно, с одинаковой средней ошибкой  $\pm 0^m009$ . По наблюдениям же 25. IX., на основании шести условных уравнений и исходя из тех же двух значений  $c'_0$ , мы

получили для  $c_0$  —  $0^m761$  и —  $0^m768$  с ошибкой  $\pm 0^m011$ . Отсюда видно, что для различных предварительных значений  $c'_0$  исправленное значение  $c_0$  лежит в пределах точности его определения в каждом отдельном случае. Это позволяет принимать для  $c'_0$  даже средний цветовой эквивалент, соответствующий спектральному типу данной звезды.

В таблице XXII приведены «индивидуальные» определения  $c_0$  для HD 222439 за период с 1. IX. по 1. XI. 1943 года. Эти же данные проиллюстрированы рисунком 44, на котором средние ошибки определения  $c_0$  изображены ветриками штрихами.

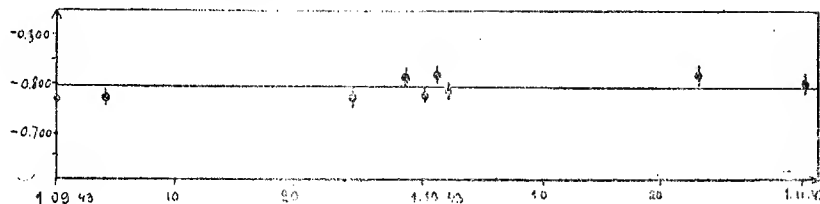


Рис. 44

Мы видим, что отдельные определения расходятся на большую величину, чем это можно ожидать на основании полученных значений средних ошибок. Если средняя ошибка одного определения  $c_0$  из решений системы условных уравнений равняется, как это легко видеть из таблицы XXII,  $\pm 0^m011$ , то средняя ошибка одного определения  $c_0$ , найденная по отклонениям индивидуальных значений таблицы XXII от их среднего значения, будет  $\pm 0^m020$ .

Является ли это указанием на наличие реальных флуктуаций цвета нашей стандартной звезды, или это есть следствие отсутствия учета некоторых более тонких эффектов, как например эффекта Ф о р б с а?

Таблица XXII

Д а т а	Число уравнений	$c_0$	$\sigma$
1943. 2 и 7 IX . . .	6	— $0^m770$	$\pm 0^m009$
25. IX . . .	9	— 0.768	0.011
30 и 29 IX . . .	8	— 0.806	0.004
1. X . . .	6	— 0.773	0.009
2. X . . .	5	— 0.818	0.011
3. X . . .	5	— 0.783	0.008
4. X . . .	7	— 0.792	0.013
24. X . . .	4	— 0.815	0.019
1. XI . . .	6	— 0.801	0.012

Мы скорее склонны принять последнее. Некоторым подтверждением этого можно, быть может, считать следующее. Весной 1944 года для части наших наблюдений мы использовали две стандартных звезды одновременно. Это были HD 98664 и HD 144206. Правда, в образовании условных уравнений (61) для каждой из этих стандартных входили не только одни общие наблюдения.



Полученные значения  $\Delta c_0$  и соответствующие им значения средних ошибок  $\sigma$  приведены ниже в таблице XXIII, в которой действительно замечается некоторая тенденция параллелизма в ходе  $\Delta c_0$  для обеих стандартных звезд.

Таблица XXIII

Дата	HD 98664			HD 144206		
	Число уравнений	$\Delta c_0$	$\sigma$	Число уравнений	$\Delta c_0$	$\sigma$
1944						
19 и 20-IV	6	$-0^m.024$	$\pm 0^m.012$	7	$-0^m.035$	$\pm 0^m.009$
21-IV	7	$-0.053$	0.009	6	$-0.057$	0.010
25-IV	6	$-0.063$	0.003	6	$-0.074$	0.009

Возвращаясь к таблице XXII и рис. 44, можем констатировать тенденцию систематического хода в сторону побеления HD 222439. Для проверки реальности, как этой тенденции, так и флуктуаций полученных значений  $c_0$  мы решили обработать сначала наблюдения контрольных звезд HD 1064, HD 15318, HD 19698 и HD 220222, которые мы вели по одному-два раза в каждую ночь в период испытания нового метода.

При этом в качестве  $c_0$  для стандартной HD 222439 мы взяли значение, получающееся из решения всех 56 условных уравнений таблицы XXII, объединенных в одну систему. Это значение оказалось равным

$$c_0 = -0^m.790 \pm 0^m.004 \quad (68)$$

В случае если колебания значений в таблице XXII и намечающаяся в ней тенденция их хода со временем были бы реальны, наблюдения контрольных звезд должны были бы отразить эти явления. Эти наблюдения преследовали также, как основную цель, получение оценки точности, обеспечиваемой применением нового метода.

В таблице XXIV приведены результаты наблюдений контрольных звезд и, в частности, значения  $\eta$ , при которых они наблюдались, а также их внеатмосферные цветовые эквиваленты, полученные со значением  $-0^m.790$  для  $c_0$  стандартной HD 222439. Как показывает эта таблица, значения  $c_{0*}$  не показывают ни систематического хода, ни колебаний, которые соответствовали бы колебаниям значений  $c_0$  стандартной в таблице XXII. Поэтому мы приняли значение  $c_0 = -0^m.790$  и для обработки наблюдений программных звезд.

На основании данных таблицы XXIV получаем средние ошибки ( $\sigma$ ) одного определения внеатмосферного цветового эквивалента для контрольных звезд, приведенные в таблице XXV. В этой таблице дано также число наблюдений ( $n$ ), на которых основаны определения  $c_{0*}$ .

## Получение внеатмосферных цветовых эквивалентов

125

Таблица XXIV

Дата	HD 1064		HD 15318		HD 19698		HD 220222	
	$\eta$	$\epsilon_{0\%}$	$\eta$	$\epsilon_{0\%}$	$\eta$	$\epsilon_{0\%}$	$\eta$	$\epsilon_{0\%}$
1943								
1.IX	1.948	$-0.827^m$			1.710	$-0.806^m$	1.022	$-0.915^m$
2.IX					1.154	$-0.808$	1.078	$-0.928$
3.IX	1.587	$-0.810$			1.735	$-0.782$	1.031	$-0.944$
7.IX	1.597	$-0.819$			1.777	$-0.819$	1.028	$-0.920$
"	1.936	$-0.805$			1.056	$-0.812$	1.064	$-0.924$
19.IX							1.007	$-0.922$
20.IX							1.006	$-0.914$
21.IX					1.902	$-0.810$	1.009	$-0.916$
22.IX							1.011	$-0.911$
"							1.016	$-0.917$
23.IX					1.749	$-0.786$		
"					1.128	$-0.818$		
24.IX							1.011	$-0.935$
25.IX			1.650	$-0.719^m$	1.426	$-0.814$	1.013	$-0.931$
"			0.085	$-0.725$	1.018	$-0.833$	1.113	$-0.933$
26.IX			1.714	$-0.706$	1.789	$-0.806$		$-0.922$
"			1.040	$-0.722$	0.994	$-0.813$		$-0.921$
27.IX	1.599	$-0.811$					1.048	$-0.911$
"	1.763	$-0.810$					1.158	$-0.916$
28.IX	1.654	$-0.815$					1.051	$-0.925$
29.IX	1.597	$-0.796$	1.027	$-0.714$				
"			0.815	$-0.722$				
30.IX	1.597	$-0.815$	0.982	$-0.726$	1.452	$-0.809$	1.018	$-0.921$
"	1.661	$-0.818$			1.116	$-0.821$	1.087	$-0.925$
1.X	1.584	$-0.815$	1.554	$-0.773$			1.135	$-0.925$
"	1.804	$-0.811$	1.174	$-0.717$				
"			1.013	$-0.717$				
"			0.926	$-0.722$				
"			0.841	$-0.717$				
2.X	1.634	$-0.789$			1.862	$-0.797$	1.011	$-0.916$
"	1.742	$-0.794$			0.938	$-0.818$	1.109	$-0.937$
3.X			1.759	$-0.715$	1.595	$-0.811$		
"			1.046	$-0.725$	0.880	$-0.796$		
4.X			1.779	$-0.705$				
"			1.499	$-0.724$				
"			1.221	$-0.720$				
"			0.985	$-0.718$				
"			0.842	$-0.724$				
"			0.803	$-0.711$				
6.X			1.229	$-0.721$				
24.X	1.608	$-0.814$	1.659	$-0.723$	1.828	$-0.842$	1.011	$-0.918$
"	1.900	$-0.830$	1.011	$-0.726$	0.857	$-0.824$	1.153	$-0.925$
1.XI		$-0.794$	1.180	$-0.724$	1.654	$-0.794$	1.030	$-0.930$
"		$-0.825$			1.162	$-0.825$	1.192	$-0.927$
2.XI	1.590	$-0.792$					1.032	$-0.897$
3.XI	1.600	$-0.820$					1.058	$-0.924$
20.XI	1.600	$-0.795$			1.206	$-0.802$	1.040	$-0.905$
21.XI	1.601	$-0.799$	1.070	$-0.717$	1.789	$-0.798$	1.045	$-0.927$

Таблица XXV

Контрольная звезда	$m$	$\epsilon_{0\%}$	$\sigma$	$n$
HD 1064 . . . . .	5.9	$-0.809^m$	$\pm 0.012^m$	22
HD 15318 . . . . .	4.3	$-0.720^m$	$\pm 0.006^m$	25
HD 19698 . . . . .	5.7	$-0.810^m$	$\pm 0.014^m$	24
HD 220222 . . . . .	5.3	$-0.922^m$	$\pm 0.009^m$	31

Для дополнительной оценки получаемой точности, мы воспользовались повторными наблюдениями звезд нашего каталога, произведенными в различные ночи и редуцированными по новому методу, но не вошедшими в образование условных уравнений для определения поправки  $\Delta c_0$ . Все эти наблюдения, выполненные осенью 1943 года и зимой 1943/44 г. с фотоэлементом ФЭЛ-2, приведены в таблице XXVI. Стандартными звездами служили уже упоминавшиеся HD 222439 и HD 38899. Других пояснений таблица XXVI не требует.

Ввиду незначительного числа наблюдений, вошедших в эту таблицу, едва ли целесообразно группировать приводимые в ней данные по звездным величинам. Объединяя, поэтому, весь материал, содержащийся в таблице XXVI, получаем для средней ошибки одного определения внеатмосферного цветового эквивалента значение  $\delta = \pm 0^m.012$ , при средней величине  $6^m.7$ . Сопоставляя полученный результат с данными таблицами XIII (гл. II), дающими внутреннюю точность наших наблюдений, и учитывая, что значительная часть наблюдений, вошедших в таблицу XXVI, была выполнена не по схеме 2-4-4-2, а по сокращенной 3-6-3, приходим к заключению, что применяемый нами новый метод редукиции за избирательное ослабление света в атмосфере в достаточной мере обеспечивает сохранение точности непосредственных наблюдений.

Получающуюся точность можно, поэтому, считать вполне удовлетворительной, если принять во внимание, что в новом методе не учитывается целый ряд факторов, а именно: колебаний прозрачности в период между наблюдениями стандартной звезды, случайные ошибки ее наблюдений, эффект графического сглаживания хода  $\alpha(t)$ , возможные локальные неоднородности в прозрачности атмосферы и, в частности, азимутальный эффект. Мы пренебрегли также как влиянием эффекта Ф о р б с а, так и, правда, очень небольшим эффектом колебаний в  $\gamma$ -градиенте зависимости фактора избирательного ослабления от цвета (см. следующий параграф). Кроме того могут, конечно, сказаться и возможные небольшие флюктуации цвета как стандартной, так и программных звезд.

Мы видим, что применяемый нами метод редукиции за избирательное ослабление света в атмосфере позволяет реализовать все преимущества широкой цветовой системы, даваемой сурьяно-цезиевыми фотоэлементами. Существенным преимуществом нового метода является, то, что он не требует никаких вспомогательных наблюдений, если не считать весьма небольшого числа текущих наблюдений стандартной звезды.

Следует также отметить, что данный метод учета ослабления света, примененный нами к построению электроколориметрического каталога, в равной мере применим и к построению фундаментального каталога фотоэлектрических звездных величин [26]. Необходимым условием при этом является либо обеспечение стабильной фотометрической чувствительности электрофотометра, либо надежный контроль за нею. Последнее осуществляется при помощи описанного нами выше фотометрического стандарта из радиоактивной краски. При построении подобного каталога в системе, например, желтого фильтра (GG11), дающего цветовую систему, очень близкую к визуальной, отпадут также и погрешности, обусловленные эффектом Ф о р б с а.

Таблица XXVI

Звезды HD	<i>m</i>	Дата	$\eta$	$c_{0.3}$	Дата	$\eta$	$c_{0.3}$
37633	6. <sup>m</sup> 9	27.IX.43	1.092	-0. <sup>m</sup> 838	1.XI.43	0.704	-0. <sup>m</sup> 858
32660	7.4	2.X.43	1.040	-0.832	1.XII.43	0.976	-0.806
33647	6.6	27.IX.43	0.911	-0.831	21.XI.43	1.202	-0.826
34203	5.5	1.XI.43	0.977	-0.675	30.XI.43	0.897	-0.625
34338	7.5	2.X.43	0.899	-0.756	1.XII.43	0.988	-0.760
34968	4.7	29.IX.43	1.160	-0.704	25.I.44	1.922	-0.732
35776	5.5	29.IX.43	0.952	-0.667	1.XI.43	0.967	-0.663
35943	5.4	30.IX.43	0.943	-0.725	1.XI.43	0.908	-0.739
36881	5.6	28.IX.43	1.514	-0.542	29.IX.43	1.641	-0.535
36975	7.2	2.X.43	0.775	-0.653	2.XII.43	0.913	-0.652
37234	7.5	4.X.43	0.809	-0.247	2.XII.43	1.081	-0.267
37320	5.7	1.X.43	0.969	-0.871	1.XI.43	1.052	-0.860
37519	6.0	1.X.43	1.271	-0.641	12.II.44	0.874	-0.642
37752	6.5	2.X.43	0.710	-0.935	2.XII.43	0.898	-0.939
38108	7.2	1.X.43	0.914	-0.790	21.XI.43	0.827	-0.789
38478	5.9	2.X.43	0.597	-0.890	2.XI.43	0.972	-0.866
39985	6.0	25.X.43	1.440	-0.719	1.XI.43	1.028	-0.724
40571	6.5	30.XI.43	1.250	-0.707	1.XII.43	1.009	-3.739
40589	6.1	1.XI.43	0.890	-0.494	1.XII.43	0.890	-0.470
42509	5.7	30.XI.43	1.082	-0.725	1.XII.43	0.913	-0.733
43247	5.4	1.XI.43	0.969	-0.693	12.II.44	0.995	-0.723
46885	6.5	3.XI.43	1.260	-0.819	2.XII.43	1.085	-0.787
53929	6.0	2.XI.43	1.121	-0.939	3.XI.43	1.034	-0.965
173170	7.5	1.IX.43	1.007	-0.792	2.X.43	0.930	-0.784
173689	7.1	24.IX.43	1.118	-0.737	3.IX.43	1.174	-0.698
176076	7.3	3.IX.43	1.234	-0.476	19.IX.43	1.342	-0.464
177725	7.5	28.IX.43	0.983	-0.554	29.IX.43	0.986	-0.560
178512	7.0	19.IX.43	1.239	-0.844	1.X.43	1.219	-0.812
178568	6.7	19.IX.43	1.252	-0.742	1.X.43	1.239	-0.795
179309	6.8	28.IX.43	0.954	-0.576	29.IX.43	0.952	-0.601
179343	6.8	28.IX.43	1.144	-0.585	29.IX.43	1.140	-0.595
179761	5.1	1.IX.43	1.187	-0.859	3.X.43	1.415	-0.852
182578	7.5	20.IX.43	1.980	-0.723	26.IX.43	1.190	-0.721
182618	6.4	3.IX.43	0.992	-0.899	24.IX.43	1.180	-0.908
184215	7.2	28.IX.43	0.920	-0.953	29.IX.43	0.920	-0.913
186978	7.3	24.IX.43	0.832	-0.918	1.X.43	0.868	-0.912
187343	7.4	7.I.43	1.251	-0.684	29.IX.43	1.043	-0.726
188170	7.2	20.IX.43	1.142	-0.809	2.X.43	1.195	-0.874
191295	7.0	20.IX.43	1.016	-0.865	3.X.43	1.286	-0.880
193964	5.6	2.XI.43	1.187	-0.761	20.XI.43	1.166	-0.748
203746	6.9	1.XI.43	1.203	-0.603	3.XI.43	1.145	-0.598
204754	6.1	21.XI.43	1.202	-0.627	3.XI.43	1.101	-0.621
205201	7.2	25.IX.43	0.974	-0.894	21.XI.43	1.109	-0.883
205601	6.7	1.XI.43	1.041	-1.039	21.XI.43	1.116	-0.977
210405	6.2	27.IX.43	1.180	-0.718	1.X.43	0.947	-0.741
211405	7.4	24.X.43	1.072	-0.781	3.XI.43	1.163	-0.805
214524	7.4	25.X.43	1.051	-0.944	2.XI.43	1.061	-0.958

## § 8. Зависимость фактора избирательного ослабления от цвета звезд

Обратимся к рассмотрению зависимости фактора избирательного ослабления от цвета звезд.

Для выяснения, в основном, качественной стороны этой зависимости произведем соответствующие расчеты, основываясь на тех же схематических данных, что и при рассмотрении эффекта Форбса. Будем исходить из принятых нами данных о распределении энергии в спектрах звезд (§ 2), тех же данных для спектральной прозрачности атмосферы  $p(\omega, \lambda)$  и спектральной чувствительности нашей аппаратуры  $\sigma(\lambda)$ . Для этих данных вычисляем теоретическое значение внеатмосферных цветовых эквивалентов в зависимости от температуры, вводя снова понятие действующего потока  $w_{0i}(\lambda)$  (гл. I, § 7).

$$c_0 = -2,5 \log \frac{\int_{\lambda_{11}}^{\lambda_{21}} w_1(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{12}}^{\lambda_{22}} w_2(\lambda) d\lambda} = -2,5 \log \frac{w_{01}}{w_{02}}, \quad (69)$$

где индекс «1» относится к желтому, а «2» к синему фильтрам.

Значения факторов ослабления найдем по формуле:

$$\alpha_i(c_0, \omega) = -2,5 \log \frac{\int_{\lambda_{1i}}^{\lambda_{2i}} w_i(\lambda) p(\lambda, \omega) d\lambda}{\int_{\lambda_{1i}}^{\lambda_{2i}} w_i(\lambda) d\lambda}, \quad (70)$$

а факторы избирательного ослабления — как разность:

$$\alpha(c_0, \omega) = \alpha_2(c_0, \omega) - \alpha_1(c_0, \omega). \quad (71)$$

Результаты вычислений приведены в таблице XXVII.

Таблица XXVII

Спектр		B3	B5	B8	B9	A0
$\omega$	$c_0$	$-1^m.274$	$-1^m.133$	$-1^m.025$	$-0^m.894$	$-0^m.749$
0.00 см.	$\alpha_c$	$0^m.378$	$0^m.367$	$0^m.355$	$0^m.345$	$0^m.335$
	$\alpha_{ж}$	$0^m.122$	$0^m.122$	$0^m.122$	$0^m.122$	$0^m.122$
	$\alpha$	$0^m.256$	$0^m.245$	$0^m.233$	$0^m.223$	$0^m.213$
0.58 см.	$\alpha_c$	$0^m.416$	$0^m.402$	$0^m.392$	$0^m.380$	$0^m.370$
	$\alpha_{ж}$	$0^m.141$	$0^m.141$	$0^m.141$	$0^m.141$	$0^m.141$
	$\alpha$	$0^m.275$	$0^m.261$	$0^m.251$	$0^m.239$	$0^m.229$
1.82 см.	$\alpha_c$	$0^m.494$	$0^m.481$	$0^m.467$	$0^m.454$	$0^m.443$
	$\alpha_{ж}$	$0^m.182$	$0^m.182$	$0^m.181$	$0^m.181$	$0^m.181$
	$\alpha$	$0^m.312$	$0^m.299$	$0^m.286$	$0^m.273$	$0^m.262$
4.50 см.	$\alpha_c$	$0^m.648$	$0^m.648$	$0^m.630$	$0^m.615$	$0^m.600$
	$\alpha_{ж}$	$0^m.268$	$0^m.268$	$0^m.268$	$0^m.267$	$0^m.267$
	$\alpha$	$0^m.396$	$0^m.380$	$0^m.362$	$0^m.348$	$0^m.333$

Мы видим, что фактор ослабления для желтого фильтра ( $\alpha_{\text{ж}}$ ) практически не зависит от спектрального типа. Для синего же фильтра, а следовательно и для избирательного ослабления эта зависимость весьма значительна.

Значения фактора избирательного ослабления  $\alpha$ , в зависимости от цветовых эквивалентов  $c_0$ , приведены (для различных содержаний водяных паров  $\omega$ ) на рис. 45.

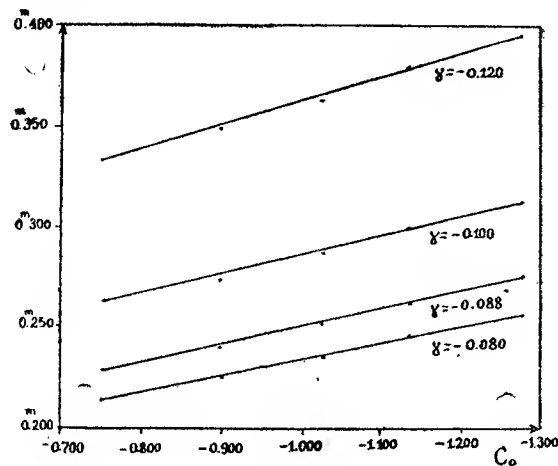


Рис. 45

Обращает на себя внимание, что для интересующего нас диапазона спектров (В5—АО) зависимость  $\alpha(c_0)$  практически линейна, т. е. градиент этих кривых, — уже неоднократно встречавшаяся нам величина  $\gamma = d\alpha/dc_0$ , — не зависит от  $c_0$ .

Далее мы видим, что  $\gamma$  зависит от прозрачности атмосферы — различного содержания водяных паров  $\omega$ . Для средних звезд ВЗ — АО получаем следующее соотношение

$\omega$	$\gamma$
0.00 см	— 0.080
0.58	— 0.088
1.82	— 0.100
4.50	— 0.120

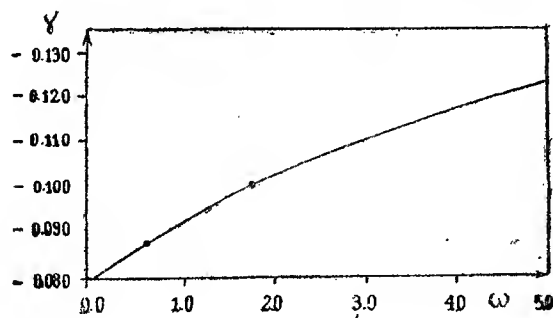


Рис. 46

Зависимость между  $\gamma$  и  $\omega$  иллюстрируется рис. 46.

Поскольку изменения  $\omega$  лежат для Канобили в пределах 0.5—2.5 см., то предположение о постоянстве  $\gamma$  допустимо в первом приближе-

9. აბსტრაქტის სტრუქტურა. მასშტაბი, № 14

ний, так как его колебания не выходят за пределы  $\pm 0^m01$ , а при наблюдении звезд В8—В9 или вообще небольшого интервала спектральных подклассов,  $\gamma$  множится на небольшую разность цветовых эквивалентов [формула (18)]. При прецизионных наблюдениях звезд в широком спектральном интервале предположение о постоянстве  $\gamma$  будет чревато уже некоторой потерей точности и станет реальной проблема учета изменений  $\gamma$  в зависимости от состояния атмосферы.

Перейдем к вопросу экспериментального определения градиента  $\gamma = d\alpha/dc_0$ .

Здесь можно наметить следующие способы: применение рассмотренного выше «метода вилки» для звезд различных классов, обобщенный метод Смартта, метод соседних звезд и метод выравнивания внеатмосферных цветовых эквивалентов. Рассмотрим последовательно все эти способы.

Применение «метода вилки» очевидно. Наблюдая по обе стороны от меридиана некоторую группу близко расположенных друг к другу звезд, с возможно более различными цветовыми эквивалентами, найдем, как это излагалось уже в своем месте, не только  $c_0$  этих звезд, но и соответствующие им значения факторов ослабления, относящихся к моментам прохождения через меридиан. Зная  $c_0$ , приводим все значения факторов избирательного ослабления к одному моменту, после чего нахождение  $\gamma = d\alpha/dc_0$  уже не представляет ни малейшего труда. При достаточном количестве звезд, лежащих в большом интервале  $c_0$ , получаем всю зависимость  $\alpha = f(c_0)$ .

Столь же очевидно и применение обобщенного метода Смартта (§ 7). В рассматриваемом случае необходимо, однако, взять пары звезд с достаточно различными цветами.

Для способа соседних звезд идеальным объектом наблюдения является двойная звезда с компонентами различных спектральных классов, находящимися на таком расстоянии, что их можно раздельно наблюдать на электрофотометре, т. е. имеющими расстояние порядка нескольких минут дуги.

Обозначая через  $c_{01}$  и  $c_{02}$  внеатмосферные цветовые эквиваленты обеих компонент и полагая, что разностью их зенитных расстояний можно пренебречь, имеем для момента наблюдения  $t$ :

$$\left. \begin{aligned} c_1(\zeta, t) &= c_{01} + \alpha(t, c_{01})F(\zeta) \\ c_2(\zeta, t) &= c_{02} + \alpha(t, c_{02})F(\zeta) = c_{02} + \{\alpha(t, c_{01}) + \gamma(c_{02} - c_{01})\}F(\zeta) \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Ввиду невозможности получения одновременных наблюдений обеих звезд, одно из них должно быть редуцируемо к другому пользуясь  $f$  и кривой линией Бугэ [§ 37, формула (38)], что в данном случае обеспечивает необходимую редукцию со всею строгостью.

Вычитая уравнения (72) одно из другого, получаем:

$$(c_{02} - c_{01}) + \gamma(c_{02} - c_{01})F(\zeta) = c_2(\zeta, t) - c_1(\zeta, t) \quad (73)$$

Имея ряд наблюдений двух этих звезд, а следовательно и ряд уравнений (73), решаем их по способу наименьших квадратов, находя как  $(c_{02} - c_{01})$ , так и искомое значение  $\gamma$ , соответствующее интервалу  $(c_{02} - c_{01})$ .

Если подобрать подходящие двойные звезды представляется затруднительным, то можно ограничиться подбором лишь достаточно близких звезд (с расстоянием порядка  $0^{\circ}5 - 1^{\circ}$ ). Примерами подобных пар являются хотя бы  $i$  и  $\kappa$  *Oph*,  $\varphi^1$  и  $\varphi^2$  *Ori* и т. п. При использовании пар близких звезд вся процедура обработки остается той же, что и при использовании двойных. Следует, однако, иметь в виду, что в рассматриваемом случае может закрасться погрешность, вызванная тем, что значение  $c_2(\lambda, t)$ , редуцированное к тому зенитному расстоянию, на котором наблюдалась первая звезда, вообще говоря, уже не будет соответствовать тому состоянию атмосферы, при котором наблюдалась первая звезда. Но если учесть, что за те же немногие минуты, которые отделяют моменты наблюдений обеих звезд, фактор ослабления вряд ли существенно изменится, становится очевидным, что изложенный способ полностью применим и для достаточно близких (соседних), а не только двойных звезд.

Изложенные выше способы основываются на использовании сравнительно небольшого числа звезд. Это влечет опасность влияния случайных отклонений в распределении энергии этих звезд от нормальных, средних значений (см. рис. 31).

Остановимся поэтому еще на одном способе, свободном от указанного недостатка.

При рассмотрении нашего нового метода учета ослабления света в атмосфере (стр. 117), который мы называли методом выравнивания внеатмосферных цветовых эквивалентов, предполагалось известным значение  $\gamma$ . Допустим теперь, что вместо точного значения этой величины мы берем лишь некоторое приближенное его значение:

$$\gamma' = \gamma - \Delta\gamma \quad (74)$$

При этом, как и раньше, допускаем, что  $\lambda$  можно считать постоянным. Тогда уравнение (57) примет вид:

$$c'_{0*} = c_*(\lambda_*, t_*) - \{ \alpha'(t_*, c'_0) + \gamma'(c'_{0*} - c'_0) \} F(\lambda_*).$$

где  $c'_{0*}$  есть значение внеатмосферного цветового эквивалента, полученного со значением  $\gamma = \gamma'$ . Полагая справедливым (59), находим аналогично (60):

$$c'_{0*} = c_{0*} - \eta \Delta c_0 + \Delta\gamma (c'_{0*} - c'_0) F(\lambda_*) \quad (75)$$

Наблюдая звезду с достаточно отличным цветом от цвета стандартной звезды повторно на различных  $\eta$ , имеем, беря разность уравнений (75):

$$\Delta c'_{0*} = -\Delta\eta \Delta c_0 + \Delta\gamma (c'_{0*} - c'_0) \Delta F(\lambda_*) \quad (76)$$

Получив подобные уравнения для возможно большего числа звезд (вообще говоря, в различные ночи), находим методом наименьших квадратов не только  $\Delta c_0$ , но и то значение  $\Delta\gamma$ , а следовательно и  $\gamma$ , которое лучше всего соответствует средним условиям наблюдений. Именно в этом заключается, как нам кажется, существенное преимущество настоящего способа.

В случае если уже известно истинное значение цвета стандартной звезды, то  $\Delta c_0 = 0$  и следовательно:

$$c'_{0*} = c_{0*} + \Delta\gamma (c'_{0*} - c_0) F(\lambda_*), \quad (77)$$



откуда, аналогично (76), имеем:

$$\Delta c'_{0*} = \Delta \gamma (c'_{0*} - c_0) \Delta F(\gamma_*) \quad (78)$$

Опыт применения только что изложенного метода определения  $\Delta \gamma$  успешно проведен Е. К. Никоновой [26] при определении внеатмосферных значений блеска звезд.

В настоящей работе мы использовали лишь два первых способа. Ввиду узости спектрального интервала, охватываемого звездами нашей программы, включающего в основном, всего лишь два спектральных подкласса, для уверенного применения метода выравнивания внеатмосферных цветовых эквивалентов было бы желательно проведение специальных рядов дополнительных наблюдений звезд различных спектральных типов. Большая загрузка инструмента исключала эту возможность.

Итак, мы использовали как «метод вилки», так и обобщенный метод Смартта. Необходимые наблюдения были выполнены в 1941 г. в течение 31 марта, а также 22 и 26 октября. Полученные значения факторов ослабления приведены на рис. 47, на котором точками даны значения соответствующие «методу вилки», а крестиками — обобщенному методу Смартта. При рассмотрении рис. 47 обращает на себя внимание наличие как бы двух параллельных зависимостей с одинаковым наклоном. Реальность этого кажется весьма мало вероятной не только в виду малости нашего наблюдательного материала, но из тех соображений, что в этом случае пришлось бы допустить наличие двух различных последовательностей звезд с существенно отличным, но закономерным для каждой последовательности распределением энергии. Мы не имеем для этого сейчас достаточно серьезных оснований<sup>1</sup>. Считая, что этот вопрос требует проведения в дальнейшем специального исследования, мы приняли для  $\gamma$  общее для обеих последовательностей значение  $-0^m069 \approx -0^m07$ .

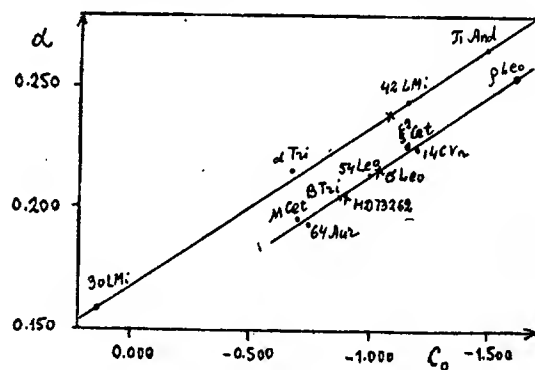


Рис. 47

<sup>1</sup> В связи с этим небезинтересно вспомнить найденную в последнее время Эггеном дискретность в последовательности  $(c_0, \mu)$  колор-эквиваленты — абсолютные величины [57]. Однако применение работ Эггена к истолкованию рис. 47 может быть осуществлено лишь после дополнительного спектрофотометрического анализа спектров звезд, наблюдавшихся Эггеном.

с которым и были выполнены в настоящей работе редукции за избирательное ослабление света в атмосфере.

Сравнение полученного значения для  $\gamma$  с найденным путем расчета (см. выше), показывает достаточно удовлетворительное согласие. Расхождение порядка 50 % может рассматриваться как незначительное, учитывая схематичность проводившихся расчетов.

Оценку той погрешности, которую может внести недостаточно точное значение  $\gamma$ , получаем из соотношения (77):

$$\Delta c_{0*} = c_{0*} - c'_{0*} = -\Delta\gamma (c'_{0*} - c_0) F(\zeta_*).$$

Из этой формулы видим, что если наблюдать программные звезды только около меридиана, то ошибка в  $\gamma$ , не отразившись на хорошей сходимости получаемых внеатмосферных цветовых эквивалентов, приведет к изменению широты цветовой системы, а также даст некоторый ход, зависящий от  $F(\zeta)$ , а следовательно и от  $\delta$ . Таким образом и в этом случае «меридианные» наблюдения тают опасность внесения систематических ошибок.

При наблюдении ограниченного спектрального интервала рассматриваемые эффекты будут сравнительно незначительны. Но все же, при значениях  $(c_{0*} - c_0)$  до  $0^m5$  и при наблюдении звезд до двух воздушных масс,  $\Delta\gamma$  не должно превышать  $\pm 0^m01$ , если требовать точность во внеатмосферных цветовых эквивалентах такого же порядка. На основании проведенных выше расчетов видим, что предположение о постоянстве значения  $\gamma$  является в нашей работе по звездам В8—В9 еще допустимым.

Формула (77) показывает, что в качестве стандартной звезды наиболее выгодно брать звезду, имеющую средний цвет для изучаемой группы звезд, поскольку при этом уменьшается влияние ошибки в  $\gamma$ .

#### § 9. Техника редукций за избирательное ослабление света в земной атмосфере

Остановимся теперь на технике редукций за избирательное ослабление света, осуществляемых по формулам (1) и (18).

Считаем известными значение  $\gamma$  и внеатмосферный цветовой эквивалент стандартной звезды  $c_0^1$ . На основании наблюдений последней находим график хода фактора избирательного ослабления  $\alpha(t, c_0)$  в течение ночи (рис. 41).

Для момента наблюдения данной программной звезды  $t_*$  снимаем с графика  $\alpha(t, c_0)$ —значение фактора избирательного ослабления  $\alpha(t_*, c_0)$ —соответствующее этому моменту и цвету стандартной звезды  $c_0$ . В это значение необходимо внести согласно формуле (18) поправку за разность цвета звезд  $(c_{0*} - c_0)$ , чтобы получить значение фактора избирательного ослабления для программной звезды  $\alpha(t_*, c_{0*})$ :

$$\alpha(t_*, c_{0*}) = \alpha(t_*, c_0) + \gamma(c_{0*} - c_0) \quad (79)$$

<sup>1</sup> Это в равной мере может быть и предварительное значение цветового эквивалента стандартной звезды  $c'_0$ . Техника редукций останется и в этом случае такой же самой. Только получаться будут не истинные значения  $c_{0*}$ , а приближенные  $c'_{0*}$ .

и следовательно:

$$c_{0*} = c_*(\zeta_*, t_*) - \{ \alpha(t_*, c_0) + \gamma(c_{0*} - c_0) \} F(\zeta_*) \quad (80)$$

Но в правую часть этого выражения входит внеатмосферный цветовой эквивалент программной звезды  $c_{0*}$ , определение которого и является нашей задачей. Поэтому приходится или итти методом последовательных приближений или же непосредственно решать уравнение (80) относительно  $c_{0*}$ . В первом случае выносим сначала наблюдаемый цветовой эквивалент программной звезды со значением фактора ослабления  $\alpha(t_*, c_0)$ . Найденное приближенное значение  $c_{0*}^{(1)}$  используем для нахождения приближенного же значения  $\alpha(t_*, c_{0*}^{(1)})$  по формуле (79). С этим значением делаем второе приближение и находим новое значение  $c_{0*}^{(2)}$  с которым опять находим новое приближение  $\alpha(t_*, c_{0*}^{(2)})$ . Процесс повторяется до тех пор, пока получающееся  $n$ -ое значение редукции

$$\Delta c_{0*}^{(n)} = \alpha(t_*, c_{0*}^{(n)}) F(\zeta_*)$$

не будет отличаться от  $(n-1)$ -го приближения на  $0^m001$ . Обычно бывает вполне достаточным уже третье приближение. Пример получения внеатмосферного цветового эквивалента этим способом приводится ниже.

Во второй графе приводимой схемы даны значения  $\Delta \alpha^{(n)}$  находимые по формуле:

$$\Delta \alpha^{(n)} = \gamma(c_{0*}^{(n)} - c_0),$$

где

$$c_{0*}^{(n)} = c_*(\zeta_*, t_*) + \Delta c^{(n)},$$

а

$$\Delta c^{(n)} = - \{ \alpha(t_*, c_0) + \Delta \alpha^{(n)} \} F(\zeta_*).$$

Прогр. зв.: HD 144206	$\alpha'(t_*, c'_0) = 0^m193$	$c(\zeta_*, t_*) = -0^m344$
$F(\zeta_*) = 1.525$	$\Delta \alpha^{(1)} = +0^m021$	$\Delta c^{(1)} = -0^m294$
Дата: 20 <sup>ч</sup> 41 <sup>м</sup> ; 16.09.47.	$\Delta \alpha^{(2)} = +0.002$	$\Delta c^{(2)} = -0.297$
Станд. зв.: HD 222439	$\Delta \alpha^{(3)} = 0.000$	$c'_{0*} = -0^m641$
$c'_0 = -0^m609$		

Получающиеся промежуточные значения  $c'_{0*}$  и  $\alpha(t_*, c_{0*}^{(n)})$  не выписываются.

Другим, пожалуй более удобным, путем является непосредственное решение ур. (80).

$$c_{0*} = c_*(\zeta_*, t_*) - \{ \alpha(t_*, c_0) + \gamma(c_{0*} - c_0) \} F(\zeta_*)$$

относительно  $c_{0*}$ :

$$c_{0*} = \kappa(\zeta_*, \gamma) \{ c_*(\zeta_*, t_*) - [\alpha(t_*, c_0) - \gamma c_0] \} F(\zeta_*), \quad (81)$$

где

$$\kappa(\zeta_*, \gamma) = \frac{1}{1 + \gamma F(\zeta_*)}.$$

Значения функции  $\kappa(\chi_*, \gamma)$  затабулированы для  $\gamma = -0^m069$  в таблице XXVIII в зависимости от масс воздуха.

Поправка  $\gamma c_0$  является постоянной для данного периода, внутри которого  $c_0$  постоянно.

Таблица XXVIII

$F(\chi_*)$	$\kappa(\chi_*, \gamma)$	$F(\chi_*)$	$\kappa(\chi_*, \gamma)$
1.0	1.074	1.5	1.116
1.1	1.082	1.6	1.124
1.2	1.090	1.7	1.133
1.3	1.099	1.8	1.142
1.4	1.107	1.9	1.151
1.5	1.116	2.0	1.160

Пример выноса за атмосферу этим способом того же наблюдения дается ниже:

Прогр. зв.: HD 144206       $\alpha'(t_*, c'_0) = 0.193$        $c_*(\chi_*, t_*) = -0^m344$   
 $F(\chi_*) = 1.525$        $\alpha'(t_*, c_0) - \gamma c'_0 = 0.151$        $[\alpha(t_*, c_0) - \gamma c'_0] F(\chi_*) = -0^m230$   
 Дата: 20<sup>h</sup> 41<sup>m</sup>; 16.09.47       $\kappa(\chi_*, \gamma) = 1.117$        $-0^m574$   
 Станд. зв.: HD 222431       $c'_{0*} = -0.641$   
 $c'_0 = -0^m609$

Заканчивая на этом изложение методики редукиций электроколориметрических наблюдений за избирательное ослабление света, переходим к рассмотрению того, как эти редукиции осуществлялись в настоящей работе.

#### § 10. Учет избирательного ослабления света в атмосфере, выполненный в настоящей работе

Мы уже указывали выше, что к новому методу учета ослабления света в атмосфере мы пришли лишь осенью 1943 года. До этого времени нами последовательно применялись различные, разобранные выше методы, которые оставались по мере выяснявшейся их недостаточной удовлетворительности. Все это внесло значительную пестроту в методику учета ослабления света на первом этапе нашей работы. Поэтому считаем необходимым остановиться здесь более подробно на этом ее этапе.

В 1940 году, когда велись пробные наблюдения еще с серебряной оптикой, мы пользовались методом Бугэ—средняя получающиеся, вообще говоря лишь приближенные, значения внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд для соседних ночей. В качестве стандартных звезд были использованы:

$\tau$  And,  $\phi$  Per,  $\varphi$  Per,  $\nu$  Cyg, 57 Cyg.

В 1941 году, пытаясь применить «метод вилки», мы убедились в неудовлетворительности даваемой им точности при использовании недостаточно большого числа наблюдений.

Предварительная система 1941 года была построена следующим образом. Мы приняли для внеатмосферного цветового эквивалента стандартной HD 15318 ( $\xi^2$  Cet) значение, полученное для ночи с постоянной прозрачностью (17X 1941 см. рис. 40), а именно  $c_0 = -1^m.200$ . С этим значением были получены цветовые эквиваленты ряда других стандартных, наблюдавшихся одновременно с HD 15318. Найденные значения позволяли вынести за атмосферу и остальные стандартные звезды. Не удалось связать лишь две из них: HD 113797 (14 cv<sub>n</sub>) и HD 56221 (64 Aur). Значения внеатмосферных цветовых эквивалентов этих звезд были получены из наблюдений 29. III. 1941 г., когда прозрачность была постоянна (линии Бугэ, определенные по обе стороны от меридиана, совпали). Наблюдения этой ночи были использованы для выноса 64 Aur и 14 cv<sub>n</sub> как методом Бугэ, так и обобщенным методом Смартта.

Результаты определений  $c_0$  рассматриваемых стандартных звезд (в системе 1941 г.) приведены в таблице XXIX. Эта таблица показывает, что внеатмосферные цветовые эквиваленты, определявшиеся по различным стандартным звездам, хорошо сходятся между собой, что дает указание на однородность системы, полученной со звездами  $\kappa$  And,  $\nu$  Cyg, 4 Lac,  $\xi^2$  Cet,  $\nu$  Her, HD 151133, и HD 173370. Стандартные 14 cv<sub>n</sub> и 64 Aur

Таблица XXIX

$\kappa$ And=HD 222439		$\nu$ Cyg=HD 199629	
по $\xi^2$ Cet 22.X	$-1^m.261$	по $\xi^2$ Cet 26.X	$-1^m.099$
" 27.X	$-1^m.269$	" 17.XI	$-1^m.091$
" 16.XI	$-1^m.247$	по 4 Lac 18.VII	$-1^m.097$
" 17.XI	$-1^m.246$		
	$c_0 = -1^m.256$		$c_0 = -1^m.096$
	$\pm 0^m.011$		$\pm 0^m.004$
HD 151133		$\nu$ Her=HD 144206	
1.VII	$-1^m.190$	по 4 Lac 30.V	$-1^m.338$
(по HD 173370)		по $\nu$ Cyg 18.VII	$-1^m.325$
			$c_0 = -1^m.331$
			$\pm 0^m.007$
4 Lac=HD 212593		HD 173370	
по $\xi^2$ Cet 17.XI	$-1^m.163$	по $\nu$ Her 22.VII	$-1^m.267$
по $\kappa$ And 31.VIII	$-1^m.172$	" 24.VII	$-1^m.284$
	$c_0 = -1^m.168$	Бугэ	
	$\pm 0^m.005$	пост.	
		прозр.	2.VII
			$-1^m.272$
			$c_0 = -1^m.274$
			$\pm 0^m.009$

## Продолжение таблицы XXIX

14 $c_{\lambda n}$ = HD 113797			64 Aut = HD 56221		
Метод Смарта 29.III	—1 <sup>m</sup> .167		Метод Смарта 29.III	—0 <sup>m</sup> .749	
Бугэ			Бугэ	—0 <sup>m</sup> .757	
пост. прозр.	"	—1 <sup>m</sup> .178	пост. прозр.	"	—0 <sup>m</sup> .753
		$c_0 = -1m.172$			$c_0 = -0m.753$
		$\pm 0.006$			$\pm 0.004$

не были непосредственно привязаны к другим стандартным и могли поэтому дать несколько отличную систему. Как мы увидим ниже, это предположение оказалось справедливым.

8. XII. 1941 была произведена чистка зеркал, причем главное параболическое зеркало было промыто крепкой азотной кислотой, которая, как выяснилось позднее, не была безукоризненно химически чистой. После промывки мы обнаружили определенное пожелтение нашей системы на величину порядка 0<sup>m</sup>.1. Это было сразу заметно по пожелтению непосредственно наблюдавшихся цветовых эквивалентов  $c(\lambda, t)$ . Применение метода См ар т а к стандартным звездам: HD 15318 =  $\xi^2$  Ceti и новой, введенной в это время, стандартной HD 38899 дало следующие результаты:

$$\text{HD 15318: } c_0 = -1<sup>m</sup>.092$$

$$\text{HD 38899: } c_0 = -1<sup>m</sup>.140$$

Полученное новое значение для  $c_0$  HD 15318 (вместо —1<sup>m</sup>.200) подтвердило реальность покраснения системы.

В 1942 г. мы установили следующий, окончательный список стандартных звезд, который использовался нами в дальнейшем (таблица XXX). Основные стандартные отмечены звездочкой.

Таблица XXX

HD	Обозначение	$\alpha$ 1900	$\delta$ 1900	$m$	Спектр	$c_0^{(XIII)}$
15318	$\xi^2$ Cet	24 22 <sup>m</sup> .8	+ 8° 1'	4.3	B9	—0 <sup>m</sup> .721
38899*	134 Tau	5 43.9	+12 37	4.9	B9	—0 <sup>m</sup> .754
98664*	$\sigma$ Leo	11 16.0	+ 6 35	4.1	B9	—0 <sup>m</sup> .728
144206*	$\nu$ Her	15 59.6	+46 19	4.6	B9	—0 <sup>m</sup> .838
199629	$\nu$ Cyg	20 53.4	+40 47	4.0	B9	—0 <sup>m</sup> .644
222439*	$\kappa$ And	23 35.5	+43 47	4.3	B9	—0 <sup>m</sup> .790

Таблица XXX пояснений не требует. Отметим только, что в последней графе приведены значения внеатмосферных цветовых эквивалентов в системе «XIII», полученной с фотоэлементом ФЭЛ-2 при применении окончательно принятого нами метода учета атмосферного ослабления. Эту систему мы приняли за основную (см. следующую главу).

С 8. XII. 1941 г. по 1. IX. 1943 года мы вели определения цветовых эквивалентов стандартных звезд, применяя обобщенный метод См ар т а и метод Б у г э. Последний — только в тех случаях, когда прозрачность оказывалась совершенно постоянной. Значения внеатмосферных

цветовых эквивалентов стандартных звезд, с которыми осуществлялся вынос программных звезд, приведены в Таблице XXXII.

С 18 по 29. VIII. 1943 проводилось исследование спектральной чувствительности фотоэлемента ФЭЛ-I, во время которого он обнаружил нестабильность как в отношении цветовой системы, так и общей чувствительности. Наблюдения в этот период велись со стандартными HD 199629 и HD 222439. С 4. VIII применялся уже новый метод учета ослабления света.

1. IX. 1943 фотоэлемент ФЭЛ-I был снят и поставлен новый ФЭЛ-2. Внеатмосферные цветовые эквиваленты стандартных звезд определялись с этого времени исключительно по повторным наблюдениям программных звезд методом выравнивания цветовых эквивалентов. Для HD 222439 он оказался равным  $0^m790$  С 1. IX. 1943 по 1. XII 1943. использовалась эта стандартная; стандартная HD 38899 — с 4. X. 1943. по 12. II 1944. С 21. III. 1944 по 26. IV. 1944 применялась как HD 93664, так и HD 144206. С 21. V. 1944 — только последняя.

Период наблюдений с 1. IX. 1943 по 12. II. 1944, во время которого цветовая система была совершенно постоянна, был использован для построения основной, фундаментальной системы нашего каталога по новому методу выравнивания внеатмосферных цветовых эквивалентов.

Все остальные, как предыдущие, так и последующие периоды были приведены к этому основному периоду нашего каталога.

Поскольку в основном периоде использовались несколько стандартных звезд, то представляло интерес посмотреть насколько хорошо сходятся одни и те же наблюдения, но вынесенные по различным стандартным звездам.

Осенью 1943 года в течение октября-ноября мы имели четыре ночи, когда ряд звезд мог быть вынесен как с HD 38899, так и с HD 222439. Результаты этого выноса приведены в таблице XXXI.

Данная таблица показывает, что разности между цветовыми эквивалентами, вынесенными с различными стандартными звездами, так малы, что здесь нет никакой надобности проводить какие либо редукции. Интересно отметить наличие небольших систематических разностей между различными днями, которые по видимому приходится отнести за счет небольших флуктуаций цвета стандартных звезд. Таблица XXXI дает представление о тех остаточных погрешностях, которые можно отнести к последней причине.

В том случае, когда мы имеем наблюдения, которые могут быть одновременно вынесены по обеим стандартным звездам, причем для одной из них мы знаем точное значение  $c_{01}$ , а другая отягощена некоторой ошибкой  $\Delta c_{02}$ , нам неизвестной, мы всегда можем привести все наблюдения к системе первой стандартной.

Пусть имеем наблюдение одной и той же звезды, но вынесенной по двум стандартным. Согласно (60) имеем, вспоминая, что поскольку  $\Delta c_{01} = 0$ , то

$$\begin{aligned} c_{0*}^{(1)} &= c_{0*} \\ c_{0*}^{(2)} &= c_{0*} - \Delta c_{02} \gamma^{(2)} \end{aligned}$$

Таблица XXXI

Программ- ные звезды	HD 222439		HD 38899		$\Delta c_0$
	$u$	$c_0$	$u$	$c_0$	
4.X.1943					
HD 15318	0.985	$-0.718^m$	0.820	$-0.720^m$	$+0.002^m$
HD 34863	1.680	$-0.888$	1.500	$-0.891$	$+0.003$
HD 22920	1.120	$-1.265$	1.089	$-0.267$	$+0.002$
HD 15318	0.892	$-0.724$	1.019	$-0.724$	$+0.000$
HD 34863	1.031	$-0.893$	1.462	$-0.893$	$0.000$
HD 15318	0.803	$-0.711$	1.388	$-0.711$	$0.000$
HD 37786	0.837	$-1.012$	1.022	$-1.013$	$+0.001$
4.XI.1943					
HD 220222	1.192	$-0.927$	1.280	$-0.919$	$-0.008$
HD 32633	0.704	$-0.858$	0.829	$-0.854$	$-0.004$
HD 34203	0.764	$-0.675$	0.977	$-0.669$	$-0.006$
HD 35776	0.574	$-0.663$	0.967	$-0.659$	$-0.004$
HD 35943	0.514	$-0.739$	0.908	$-0.737$	$-0.002$
2.XI.1943					
HD 51104	1.271	$-0.860$	1.280	$-0.859$	$-0.001$
HD 51892	1.251	$-0.916$	1.331	$-0.910$	$-0.006$
HD 51892	1.251	$-0.920$	1.331	$-0.915$	$-0.005$
HD 53929	1.121	$-0.939$	1.352	$-0.934$	$-0.005$
HD 39082	0.699	$-0.645$	0.650	$-0.641$	$-0.004$
HD 39773	0.635	$-0.782$	1.151	$-0.778$	$-0.004$
21.XI.1943					
HD 15318	1.070	$-0.717$	0.684	$-0.719$	$+0.002$
HD 10390	0.884	$-0.765$	0.608	$-0.765$	$0.000$
HD 18633	1.200	$-0.750$	0.890	$-0.752$	$+0.002$
HD 33047	1.202	$-0.826$	1.088	$-0.829$	$+0.003$
HD 36337	0.816	$-0.480$	0.955	$-0.482$	$+0.002$
HD 38108	0.827	$-0.789$	1.063	$-0.791$	$+0.002$
HD 38291	0.784	$-0.814$	1.070	$-0.816$	$+0.002$
HD 38672	0.638	$-0.860$	1.001	$-0.862$	$+0.002$
HD 39662	0.617	$-0.605$	1.017	$-0.608$	$+0.003$

Беря разность, имеем очевидно:

$$\Delta c_{0*} = c_{0*}^{(1)} - c_{0*}^{(2)} = -\Delta c_{027}^{(2)}$$

Имея ряд подобных уравнений, найдем  $\Delta c_{02}$  и, следовательно, сможем привести все наблюдения, выполненные со второй стандартной, к истинной системе — первой. Это существенно в тех случаях, когда основная стандартная звезда не может быть использована в течение всей ночи и приходится вводить еще одну дополнительную стандартную.

Ввиду того, что наши наблюдения выполнялись с двумя фотоэлементами, дававшими различные цветовые системы, а также ввиду того, что



наша цветовая система претерпевала изменения и по другим причинам — промывка зеркал, различные положения фотоэлемента после разборки и чистки фотометра, а также ввиду недостаточной надежности получения в первое время внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных звезд методами Смита и Бугэ, мы получали различные системы внеатмосферных цветовых эквивалентов программных звезд в различные периоды.

Чрезвычайно существенным являлось свести все наблюдения в одну систему. Рассмотрению этого вопроса посвящена следующая глава.

---

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

## ПРИВЕДЕНИЕ ВНЕАТМОСФЕРНЫХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ К ОДНОЙ СИСТЕМЕ

## § 1. Основные соотношения

Вполне законно полагать, что внеатмосферные фотоэлектрические цветовые эквиваленты образуют идеальную фотометрическую систему [112]. Действительно, эффект Пуркинье у фотозадающих элементов отсутствует. В хороших фотозадающих элементах соблюдается строгая пропорциональность фототока действующим световым потокам. Уравнение яркости, вносимое усилителем (гл. 1, § 3), либо лежит за пределами точности измерений, либо может легко учитываться. Поэтому отсутствует и ошибка шкалы. Следовательно, соотношение между двумя истинными внеатмосферными цветовыми эквивалентами одной и той же звезды для достаточно близких цветовых систем (охватывающих, практически, одну и ту же область спектра) будет выражаться следующей формулой:

$$\left. \begin{aligned} c_{0*}^{(1)} &= c_{0*}^{(2)} + n + f c_{0*}^{(2)} = n + p c_{0*}^{(2)} \\ p &= 1 + f \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где, следовательно,

$$p = 1 + f$$

Найдем соотношение между внеатмосферными цветовыми эквивалентами некоторой звезды, полученными в двух различных системах.

Предположим, что обе эти системы (которые мы обозначим [1] и [2]) были получены с различными фотозадающими элементами и различными же стандартными звездами, внеатмосферные цветовые эквиваленты которых отягощены ошибками  $\Delta c_0^{(1)}$  и  $\Delta c_0^{(2)}$ . Тогда для одной и той же звезды будем иметь, учитывая (1) и (61) [гл. III, § 7], следующие значения вынесенных за атмосферу цветовых эквивалентов:

$$\begin{aligned} c_{0*}^{(2)'} &= c_{0*}^{(2)} - \Delta c_0^{(2)} \eta^{(2)} \\ c_{0*}^{(1)'} &= c_{0*}^{(1)} + n + f c_{0*}^{(1)} - \Delta c_0^{(1)} \eta^{(1)} \end{aligned}$$

откуда:

$$\Delta c_{0*}' = c_{0*}^{(1)'} - c_{0*}^{(2)'} = n + f c_{0*}^{(2)'} - \Delta c_0^{(1)} \eta^{(1)} + p \Delta c_0^{(2)} \eta^{(2)} \quad (2)$$

Эта формула и дает искомое соотношение.

Имея достаточное число общих звезд наблюдаемых как в одной, так и в другой системах, можем образовать ряд условных уравнений (2), решая которые найдем все неизвестные  $n$ ,  $f$ ,  $\Delta c_0^{(1)}$  и  $p \Delta c_0^{(2)}$ , а следовательно, согласно (1)  $p$  и  $\Delta c_0^{(2)}$ . Необходимым условием является, чтобы  $\eta$  были достаточно различны.

Большое значение формулы (2) заключается в том, что помимо обеспечения взаимной редукции систем (1) и (2), эта формула дает возможность, определив поправки  $\Delta c_0^{(1)}$  и  $\Delta c_0^{(2)}$ , построить окончательные фундаментальные системы (1) и (2). При этом переход к цве-

товым эквивалентам в этих системах от систем (1) и (2) осуществляется простейшим вычислительным путем по формулам:

$$c_{0*}^{(i)} = c_{0*}^{(i)'} + \Delta c_0^{(0)} \eta^{(i)} \quad i=1, 2,$$

без какой-либо переработки наблюдательного материала.

Следует также особо подчеркнуть, что, как показывает (2), применение простой редуccionной формулы (1) возможно лишь для фундаментальных систем. Для систем не выверенных, в смысле отсутствия систематических ошибок, пользование этой формулой незаконно и она должна быть заменена, в случае применения метода стандартных звезд, формулой (2) или формулой:

$$c_{0*}^{(1)} = n + pc_{0*}^{(2)'} + k^{(1)}F(z^{(1)}) - k^{(2)}F(z^{(2)}) \quad (3)$$

в случае использования средних факторов ослабления света и наблюдений около меридиана (см. гл. III, § 4). К сожалению на это обстоятельство до сих пор не обращалось должного внимания.

Наиболее важным частным случаем формулы (2) является тот, когда одна из систем, например (1)—фундаментальная, т. е.  $\Delta c_0^{(1)} = 0$  и, следовательно,  $c_{0*}^{(1)} = c_{0*}^{(1)'}$ . В этом случае формула (2) принимает очень простой вид:

$$c_{0*}^{(1)} = n + pc_{0*}^{(2)'} + p\Delta c_0^{(2)}\eta^{(2)} \quad (4)$$

## § 2. Различные периоды наблюдений и их редукция к основной, фундаментальной системе

Для приведения всех наших наблюдений к одной системе мы пользовались формулой (4), приняв за основную систему — фундаментальную систему осени 1943 года. Как мы знаем, эта система была получена с фотоэлементом ФЭЛ-2 при помощи изложенного выше метода учета избирательного ослабления света выравниванием внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд.

В предыдущей главе мы указывали, что значения внеатмосферных цветовых эквивалентов программных звезд, наблюдавшихся в различные периоды, как правило, систематически различаются между собой. Источниками этих расхождений являются, как ошибки в принятых внеатмосферных цветовых эквивалентах стандартных звезд, так быть может, и реальные изменения цветовой системы. Мы уже отмечали две возможные причины последних. Это — изменение спектральной отражательной способности главного зеркала после его промывки азотной кислотой и влияние возможной неравномерности спектральной чувствительности по поверхности фотоэлемента при перестановках последнего. Мы не говорим, конечно, о сильнейших изменениях избирательных свойств аппаратуры, имевших место в 1940 году из-за старения серебряных зеркал рефлектора, которые тогда еще не были алюминированы. Нельзя *a priori* отрицать и возможности небольшого сезонного хода цветовой системы за счет температурной зависимости спектральной прозрачности светофильтров. Но этот эффект, если он и существует, повиди-

мому совершенно незначителен. Мы не имели до сих пор возможности провести специальное исследование данного эффекта. В связи с этим следует отметить, что наша основная фундаментальная система, охватывающая осень-зиму 1943/44 г., не показывает никаких следов сезонного хода.

Помимо перечисленных причин остается также влияние неучитывавшегося нами эффекта Ф о р б с а, на что мы уже неоднократно указывали.

В таблице XXXII приведены сведения о всех периодах, на которые были разбиты наши наблюдения. В первой графе дается принятое нами обозначение данного периода и соответствующей ему системы. В четвертой графе—внеатмосферный цветовой эквивалент стандартной звезды, принятый при обработке данного периода; (значения цветовых эквивалентов в системе «XIII» приведены для основных стандартных звезд в таблице XXX; гл. III, § 10). Значение последних трех граф будет рассмотрено позднее.

Таблица XXXII

Обозн. периода	Период		Стандартная звезда	$\epsilon_0'$	$\sigma_{(i-XIII)}$	Вес	Формула
I	11.VII.40	4.XI.40	Различные	—	—	1.0	—
II	29.III.41	19.IV.41	HD 56221	$-0.753$	$\pm 0.027$	2.5	(24)
"	30.V.41	20.VI.41	HD 151133	$-1.190$	$0.022$	5.0	(23)
III	1.VI.41	24.XI.41	Различные	(см. стр. 189)	$0.020$	5.0	(5)
IV	8.XII.41	12.III.42	HD 38899	$-1.140$	$0.014$	10.0	(9)
V	10.II.42	20.IV.42	HD 98664	$-1.061$	—	5.0	(16)
"	27.III.42	24.IV.42	HD 144206	$-1.178$	—	5.0	(17)
VI	18.V.42	4.VII.42	HD 144206	$-1.107$	$0.028$	2.5	(10)
VII	11.VII.42	6.IX.42	HD 199629	$-1.000$	$0.023$	5.0	(6)
VIII	7.IX.42	13.IX.42	"	$-1.007$	—	5.0	(7)
"	16.IX.42	11.X.42	HD 222439	$-1.157$	$0.024$	5.0	(7)
IX	11.XII.42	26.II.43	HD 38899	$-1.140$	$0.017$	10.0	(8)
X	9.II.43	7.III.43	HD 23324	$-1.239$	—	5.0	(18)
"	23.III.43	9.IV.43	HD 98664	$-1.008$	—	5.0	(19)
XI	6.V.43	4.VIII.43	HD 144206	$-1.167$	$0.024$	5.0	(20)
XII	5.VIII.43	31.VIII.43	Различные	—	—	1.0	—
XIII	1.IX.43	30.XI.43	HD 222439	$-0.790$	—	10.0	—
"	4.X.43	12.II.44	HD 38899	$-0.754$	—	10.0	—
XIV	19.IV.44	26.IV.44	HD 98664	$-0.668$	—	5.0	(21)
"	19.IV.44	23.VII.44	HD 144206	$-0.782$	$0.023$	5.0	(22)
"	29.IV.44		HD 222439	$-0.734$	—	2.5	—
XV	15.VIII.44	16.VIII.44	"	$-0.734$	$0.022$	5.0	(25)
"	13.IX.44	20.X.44	"	$-0.734$	$0.022$	5.0	(26)
XVI	14.XI.44	16.XII.44	"	$-0.629$	$0.016$	10.0	(27)
"			HD 38899	$-0.577$	—	5.0	(28)
XVII	7.II.45	4.IV.45	HD 98664	$-0.551$	$0.015$	10.0	(29)
XVIII	12.X.45	22.III.46	HD 222439	$-0.609$	—	5.0	(30)
"			HD 38899	$-0.573$	$0.024$	5.0	(30)
"			HD 98664	$-0.547$	—	5.0	(30)
XIX	22.IX.46	19.III.47	HD 222439	$-0.629$	$0.019$	10.0	(31)
"			HD 38899	$-0.593$	—	5.0	(31)
XX	7.VIII.47	18.IX.47	HD 144206	$-0.657$	$0.018$	10.0	(32)
"			HD 222439	$-0.609$	—	5.0	(32)
XXI	16.XI.47	11.III.48	HD 222439	$-0.609$	$0.026$	2.5	(33)
"			HD 38899	$-0.573$	—	5.0	(33)

Для обеспечения надежной редукции к основной системе, необходимо иметь достаточное число общих звезд, наблюдавшихся как в этой, так и в редуцируемых системах. Из периодов более ранних, чем XIII, этому условию удовлетворяли только следующие периоды: III, VII, VIII и IX, давшие по 48, 51, 54 и 55 уравнений (4), соответственно. Все эти периоды относятся к летним, осенним и зимним месяцам. Это понятно, поскольку звезды системы XIII наблюдались, в основном, лишь осенью 1943 года. Исключительно неблагоприятная для наблюдений зима 1943/44 г. не позволила получить необходимые данные для редукций остальных периодов (предшествующих XIII-му).

Решение методом наименьших квадратов условных уравнений (4) для указанных выше систем III, VII, VIII и IX дало следующие результаты:

$$\text{III} - \text{XIII} \quad c_{0*}^{(\text{XIII})} = 0.356 \pm 0.031 \pm 0.029 \quad c_{0*}^{(\text{III})} + 0.032 \pm 0.009 \quad (5)$$

$$\text{VII} - \text{XIII} \quad c_{0*}^{(\text{XIII})} = 0.278 \pm 0.040 \pm 0.035 \quad c_{0*}^{(\text{VII})} + 0.047 \pm 0.011 \quad (6)$$

$$\text{VIII} - \text{XIII} \quad c_{0*}^{(\text{XIII})} = 0.247 \pm 0.026 \pm 0.026 \quad c_{0*}^{(\text{VIII})} + 0.060 \pm 0.010 \quad (7)$$

$$\text{IX} - \text{XIII} \quad c_{0*}^{(\text{XIII})} = 0.245 \pm 0.016 \pm 0.017 \quad c_{0*}^{(\text{IX})} + 0.078 \pm 0.009 \quad (8)$$

В этих формулах под значениями коэффициентов подписаны их средние ошибки, которые весьма значительны и даже ставят под сомнение реальность различий коэффициентов для разных периодов (кроме периода III, о реальном отличии цветовой системы которого мы уже говорили выше). Мы не посчитали, тем не менее, необходимым осреднять каким-либо образом эти коэффициенты и применили для редукций непосредственно полученные формулы (5) — (8). Пользуясь этими формулами, мы привели к системе (XIII<sub>0</sub>) все наблюдения систем III, VII, VIII и IX. Полученная система, объединяющая как основную XIII, так и редуцированные к ней перечисленные выше системы, была обозначена как XIII<sub>1</sub>.

С этой объединенной системой имели достаточное число общих звезд системы IV (39 звезд) и VI (61 звезда). Решение условных уравнений вида (4) дало следующие редукционные формулы:

$$\text{IV} - \text{XIII}_1 \quad c_{0*}^{(\text{XIII}_1)} = 0.349 \pm 0.988 c_{0*}^{(\text{IV})} + 0.0147^{(\text{IV})} \quad (9)$$

$$\text{VI} - \text{XIII}_1 \quad c_{0*}^{(\text{XIII}_1)} = 0.200 \pm 0.970 c_{0*}^{(\text{VI})} + 0.0317^{(\text{VI})} \quad (10)$$

Для периодов V и X число звезд, общих с системой XIII<sub>1</sub>, было недостаточно для независимого получения соответствующих редукционных формул. Для этих периодов не было, однако, никаких оснований предполагать, что их цветовые системы отличаются от систем IV и IX, соответственно. Действительно, при переходе от последних систем IV к V и от IX к X фотоэлемент не менялся и зеркала не прочищались. В этом случае систематическая разность цветовых эквивалентов систем IV—V и IX—X может возникнуть, в основном, за счет ошибок в принятых цветовых эквивалентах различных стандартных звезд, применявшихся в течение этих периодов.

Покажем, что если нам известна истинная разность внеатмосферных цветовых эквивалентов стандартных, и если цветовая система неизменна, то можно, изменив должным образом коэффициент последнего члена формулы (4), пользоваться редуционной формулой, выведенной для другой стандартной звезды.

Пусть в соответствии с соотношением (4) имеем редуционную формулу (соответствующую 1-му периоду) для наблюдений, выполненных с некоторой стандартной звездой (обозначаемой индексом 1):

$$c_{0*}^{(XIII)} = n + pc_{0*}^{(1)'} + p\Delta c_{01}^{(1)}\eta^{(1)}, \quad (11)$$

где  $c_{01}^{(1)'}$  обозначает цветовой эквивалент программной звезды, вынесенный со значением  $c_{01}^{(1)'}$  стандартной, отличающимся на  $\Delta c_{01}^{(1)}$  от ее истинного значения  $c_{01}^{(1)}$ .

Пусть далее имеем наблюдения звезд, вынесенных с другой (2-ой) стандартной — с приближенным значением ее внеатмосферного цветового эквивалента:  $c_{20}^{(2)'} = c_{02}^{(2)} - \Delta c_{02}^{(2)}$ . Кроме того считаем известной разность истинных значений

$$c_{02}^{(2)} - c_{01}^{(1)} = \Delta c_{012}^{(1)}. \quad (12)$$

Очевидно, что

$$c_{0*}^{XIII} = n + pc_{0*}^{(2)'} + p\Delta c_{02}^{(2)}\eta^{(2)}, \quad (13)$$

Применяя тождественное преобразование:

$$\Delta c_{02}^{(2)} = c_{02}^{(2)} - c_{02}^{(2)'} = (c_{02}^{(2)} - c_{01}^{(1)}) + (c_{01}^{(1)} - c_{01}^{(1)'}) - (c_{02}^{(2)'} - c_{01}^{(1)'}) = \Delta c_{01}^{(1)} + \Delta c_{012}^{(1)} - \Delta c_{012}^{(1)'}, \quad (14)$$

где через  $\Delta c_{012}^{(1)'}$  мы обозначили разность  $c_{02}^{(2)'} - c_{01}^{(1)'}$ , получаем искомую редуционную формулу для наблюдений вынесенных со второй стандартной:

$$c_{0*}^{XIII} = n + pc_{0*}^{(2)'} + p\{\Delta c_{01}^{(1)} + (\Delta c_{012}^{(1)} - \Delta c_{012}^{(1)'})\eta^{(2)} \quad (15)$$

Сравнивая эту формулу с (11) видим, что при переходе к другой стандартной звезде (в пределах той же цветовой системы) необходимо в третьем члене ф. (11) добавить к разности  $\Delta c_{01}^{(1)}$  выражение  $\Delta c_{012}^{(1)} - \Delta c_{012}^{(1)'} = (c_{02}^{(2)} - c_{01}^{(1)}) - (c_{02}^{(2)'} - c_{01}^{(1)'})$ .

Используя значения  $c_0$  стандартных звезд, полученные в системе XIII<sub>1</sub>, формулу (15) и редуционные формулы (9) и (8) для периодов IV и IX, находим следующие формулы для V и X.

$$V - XIII_1 \text{ ст. HD } 98664 \quad c_{0*}^{(XIII)} = 0^m.349 + 0.988 \quad c_{0*}^{(V)} - 0^m.039 \eta^{(V)} \quad (16)$$

$$\text{ст. HD } 144206 \quad c_{0*}^{(XIII)} = 0^m.349 + 0.988 \quad c_{0*}^{(V)} - 0^m.040 \eta^{(V)} \quad (17)$$

$$X - XIII_1 \text{ ст. HD } 23324 \quad c_{0*}^{(XIII)} = 0^m.245 + 0.946 \quad c_{0*}^{(X)} + 0^m.088 \eta^{(X)} \quad (18)$$

$$\text{ст. HD } 98664 \quad c_{0*}^{(XIII)} = 0^m.245 + 0.949 \quad c_{0*}^{(X)} - 0^m.028 \eta^{(X)} \quad (19)$$

Объединение всех наблюдений для рассмотренных периодов, включая и редуцированные по последним формулам, образовало основную систему нашего каталога, охватывающую уже все сезоны. К этой системе «XIII» можно было привязать все оставшиеся периоды и, в первую очередь, XI, XIV и II. Для первых двух получились следующие формулы:

$$XI - XIII \text{ ст. HD } 144206 \quad c_{0*}^{(XIII)} = 0^m.291 + 0.960 \quad c_{0*}^{(XI)} - 0^m.013 \eta^{(XI)} \quad (20)$$

$$XIV - XIII \text{ ст. HD } 98664 \quad c_{0*}^{(XIII)} = -0^m.014 + 1.000 \quad c_{0*}^{(XIV)} - 0^m.048 \eta^{(XIV)} \quad (21)$$

$$\text{ст. HD } 144206 \quad c_{0*}^{(XIII)} = -0^m.014 + 1.000 \quad c_{0*}^{(XIV)} - 0^m.044 \eta^{(XIV)} \quad (22)$$

10. აბსოლუტური ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

Последние две редуccionные формулы (21) и (22) относятся к периоду, полученному весной 1944 г. с фотоэлементом ФЭЛ-2 при применении нового метода редуccion за избирательное ослабление света. Основной формулой является здесь (22). формула (21) получена из (22) посредством применения (15).

Период II распадается на два, из которых один был получен со стандартной HD 151133, а другой — с HD 56221. Для первого из них была найдена редуccionная формула.

$$\Pi_2 - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XII})} = 0^m.215 + 0.902 c_{0*}^{(\text{II})} + 0^m.164\eta^{(\text{II})} \quad (23)$$

Для второго из них, в виду малого числа наблюдений стандартной и выноса наблюдений со средним фактором ослабления для каждой ночи, редуccionная формула искалась уже в виде (3) и дала следующее значение:

$$\Pi_1 - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XII})} = 0^m.350 + 0.974 c_{0*}^{(\text{II})} - 0^m.007F(\chi) \quad (24)$$

Оставшиеся наименее надежные периоды: I — охватывающий наблюдения 1940 года, когда зеркала рефлектора еще не были алюминированы и система непрерывно менялась изо дня в день, и XII — осень 1943 года, когда фотоэлемент и даваемая им цветовая система стали нестабильны — редуccionировались посредством своей индивидуальной поправки, определявшейся для каждой ночи наблюдений. Для I-го периода находилась лишь поправка нуля, а для XII-го графически определялась редуccion в зависимости от  $\eta$  в соответствии с формулой:

$$c_{0*}^{(\text{XII})} - c_{0*}^{(\text{XIII})} = n + p \Delta c_{0*}^{(\text{XII})} \eta^{(\text{XII})}.$$

Пример подобной графической редуccion (для наблюдений 31 августа 1943 г.) приведен на рис. 48. Следует иметь в виду, что при графической редуccion разброс точек увеличивается из-за отсутствия учета изменения широты цветовой системы (коэффициента  $p$  при  $c_0$  в формуле (4)).

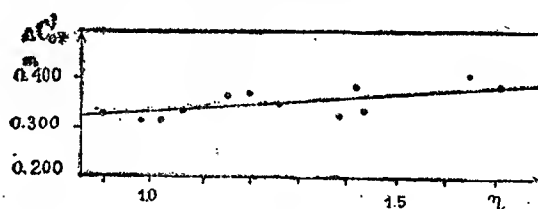


Рис. 48

Точность редуccionированных значений цветовых эквивалентов I-го и XII-го периодов очень невелика и мы рассматриваем наблюдения этих периодов лишь как контрольные для проверки правильности порядка цветовых эквивалентов, а также позволяющие выявить ошибки в отождествлении звезд. Этим периодам должен был быть придан очень небольшой вес (см. ниже в § 3).

Все наблюдения, относящиеся к периодам более поздним чем XIII, когда уже была установлена фундаментальная система нашего каталога, приводились к последней на основании перенаблюдений специально подобранных контрольных звезд из числа имевших хорошо определенные цветовые эквиваленты в системе XIII. Для редуccion к основной

системе использовались также повторные наблюдения программных звезд, имевших надежные цветовые эквиваленты в основной системе.

В течение 1945—49 гг. наблюдения звезд каталога велись значительно менее интенсивно, чем в предыдущие годы, ввиду необходимости делить время наблюдений на электрофотометре между различными программными работами.

В этот позднейший период также имели место некоторые изменения цветовой системы, точная причина которых не была установлена. Выделение периодов осуществлялось на основании наблюдений контрольных и, в частности, из сопоставления графиков, дающих соотношение между разностью внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд, наблюдавшихся в данной и основной XIII системах, т. е. разностью  $\Delta c_{0*} = c_{0*}^{(i)} - c_{0*}^{(XIII)}$  и параметром  $\eta$ . Пример такого графика для XVII периода приводится на рис. 49.

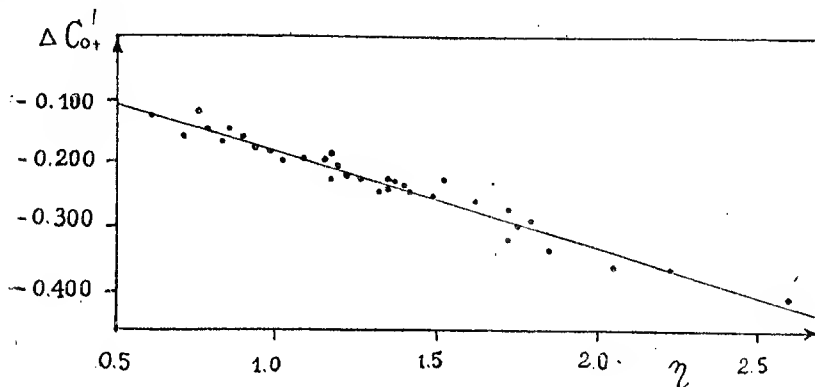


Рис. 49

Получение с новыми наблюдениями графика, отличного от соответствующего текущему периоду, давало основание для введения нового периода и получения новой редукционной формулы.

Ниже приводятся редукционные формулы для наблюдений, выполненных в 1944—1949 гг.

XV-й период был первоначально обработан как единый, но позднее, было установлено, что будет значительно улучшена точность редукций, если разбить его на два, а именно:

$$XV_1 - XIII \quad c_{0*}^{(XIII)} = -0.071 + 0.975 \quad c_{0*}^{(XV_1)} + 0.006\eta^{(XV_1)} \quad (25)$$

для наблюдений 15 и 16. VIII. 1944 и

$$XV_2 - XIII \quad c_{0*}^{(XIII)} = -0.147 + 0.975 \quad c_{0*}^{(XV_2)} + 0.071\eta^{(XV_2)} \quad (26)$$

для наблюдений с 13. IX по 20. X 1944 г.

Очевидно, что изменение системы произошло между 16. VIII и 13. IX.

Остальные редукционные формулы не требуют особых замечаний. Приводим их в последовательном порядке (данные о соответствующих периодах приведены в таблице XXXII).



$$\text{XVI} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XVI})} = -0^m.213 + 0.934 c_{0*}^{(\text{XVI})} + 0^m.006\eta^{(\text{XVI})} \quad (27)$$

(с HD 222439) и

$$c_{0*}^{(\text{XVI})} = -0^m.213 + 0.934 c_{0*}^{(\text{XVI})} - 0^m.009\eta^{(\text{XVI})} \quad (28)$$

(с HD 38899)

$$\text{XVII} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XVII})} = -0^m.018 + 1.020 c_{0*}^{(\text{XVII})} - 0^m.152\eta^{(\text{XVII})} \quad (29)$$

$$\text{XVIII} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XVIII})} = -0^m.186 + 0.987 c_{0*}^{(\text{XVIII})} - 0^m.002\eta^{(\text{XVIII})} \quad (30)$$

$$\text{XIX} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XIX})} = -0^m.084 + 1.014 c_{0*}^{(\text{XIX})} - 0^m.072\eta^{(\text{XIX})} \quad (31)$$

$$\text{XX} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XX})} = -0^m.122 + 1.006 c_{0*}^{(\text{XX})} - 0^m.042\eta^{(\text{XX})} \quad (32)$$

$$\text{XXI} - \text{XIII } c_{0*}^{(\text{XXI})} = -0^m.192 + 0.960 c_{0*}^{(\text{XXI})} - 0^m.022\eta^{(\text{XXI})} \quad (33)$$

### § 3. Веса редуцированных цветовых эквивалентов

Следует иметь в виду, что редукции различных периодов к основному XIII осуществлялись с весьма различной степенью надежности. И хотя исходные наблюдения можно рассматривать как имеющие веса одного порядка, редуцированные к одной системе они будут уже значительно различаться в этом отношении. Поэтому перед нами стала задача придать веса различным периодам, редуцированным к основной системе.

Мы остановились на следующей системе весов. Вес одного редуцированного цветового эквивалента данного ( $i$ )-го периода мы считаем обратно пропорциональным квадрату его средней ошибки  $\sigma_i$ . Эта последняя определяется из уравнения:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{(i-\text{XIII})}^2 - \sigma_{\text{XIII}}^2, \quad (34)$$

где  $\sigma_{(i-\text{XIII})}$  есть средняя ошибка одного представления в решении системы условных уравнений (4), определяющих редукционную формулу для  $i$ -го периода и складывающихся, очевидно, из средней ошибки основного периода ( $\sigma_{\text{XIII}}$ ) и средней же ошибки редуцированного к нему  $i$ -го периода. Уравнением (34) мы определяем понятие ошибки редуцированного цветового эквивалента.

Принимая для  $\sigma_{\text{XIII}}$  значение  $\pm 0^m.012$  (гл. III, § 7) и полагая вес системы XIII равным 10.0, имеем для определения веса  $i$ -го периода следующую формулу:

$$p_i = 14.4 \sigma_i^{-2} \cdot 10^{-4} = \frac{14.4 \cdot 10^{-4}}{\sigma_{(i-\text{XIII})}^2 - 1.44 \cdot 10^{-4}} \varphi(\sigma_{(i-\text{XIII})}) \quad (35)$$

Эта зависимость  $p_i = \varphi(\sigma_{(i-\text{XIII})})$  приведена на рис. 50. Основываясь на ней, мы установили следующие значения весов, для которых были приняты не индивидуальные, а следующие дискретные значения: 10.0; 5.0; 2.5 и 1.0.

$p_i$	$\sigma_{(i-\text{XIII})}$
10.0	$\leq 0^m.019$
5.0	$0^m.020 - 0^m.024$
2.5	$\geq 0.025$

Исходя из этого условия, мы получили веса периодов II, III, IV, VI, VII, VIII, IX, XI и XIV—XXI. Для весов тех периодов, для которых редуccionные формулы определялись не независимо, а на основании формулы (15), мы произвольно положили вес равный половинному весу исходного периода. Таким образом мы получили веса периодов V и X. Наконец, столь же произвольно мы положили веса периодов I и XII равными 1.0.

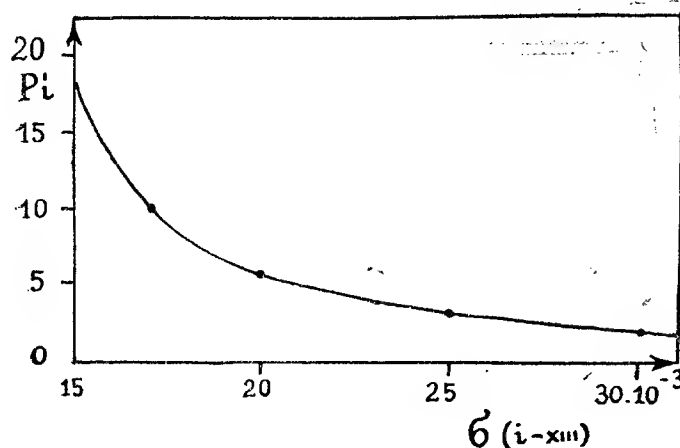


Рис. 50

Значения  $\sigma_{(i-x_{III})}$ , вес и номер редуccionной формулы приведены в трех последних графах таблицы XXXII (§ 2).

#### § 4. Вопросы общего планирования работы и составления текущих программ наблюдений

В заключение еще раз подчеркнем, что поскольку к окончательному методу учета избирательного ослабления света в атмосфере мы пришли только в 1943 году, т. е. через три года после начала работы, то это не могло не отразиться на единообразии обработки, как это и видно из всего вышесказанного.

Теперь совершенно ясна методика рационального построения подобного фундаментального каталога. Необходимо выбрать небольшое число стандартных звезд (5—6), равномерно распределенных по прямому восхождению и имеющих склонение обеспечивающее достаточный диапазон изменений  $F(\lambda)$ . Затем необходимо выбрать ряд контрольных звезд, также равномерно распределенных по прямому восхождению. Регулярное перенаблюдение этих звезд обеспечит как контроль за цветовой системой, так и необходимые редукции к той, которая будет выбрана за основную. Повторные наблюдения программных звезд необходимо вести при различных значениях  $\eta$ . Это обеспечит надежное построение фундаментального каталога по предложенному нами методу при наименьшем числе вспомогательных наблюдений.

Что касается текущего планирования работы, то по этому вопросу можно сделать ряд следующих замечаний.

Для вполне уверенного графического построения хода фактора избирательного ослабления света в атмосфере  $\alpha(t, c_0)$  вполне достаточно провести в течение полной ночи пять-шесть наблюдений стандартной звезды.

При наблюдениях контрольных звезд, а также при повторных наблюдениях программных, весьма существенно, чтобы значения  $\eta$  менялись для данной звезды от одного наблюдения к другому в возможно более широком диапазоне. Для приближенной (с точностью до одного-двух единиц второго знака), но очень быстрой, прикидки значений  $\eta$  весьма целесообразно пользоваться простейшим графиком (рис. 51), состоящим из двух—основного графика и вспомогательного—представляющего из себя прозрачную палетку. На основном графике нанесены значения масс воздуха  $F(\zeta)$  в зависимости от часового угла ( $\Theta$ ) для склонений ( $\delta$ ), идущих через  $10^\circ$  (в пределах от  $+50^\circ$  до  $-20^\circ$ ). На этом же графике отдельно могут быть нанесены эти зависимости и для основных стандартных звезд. Для быстрого получения значения  $F(\zeta)$ , соответствующего планируемому моменту наблюдения звезды, на основной график накладывается прозрачная палетка, у которой на оси абсцисс нанесена шкала прямых восхождений, а против целых значений последних построены ординаты, облегчающие графическое интерполирование.

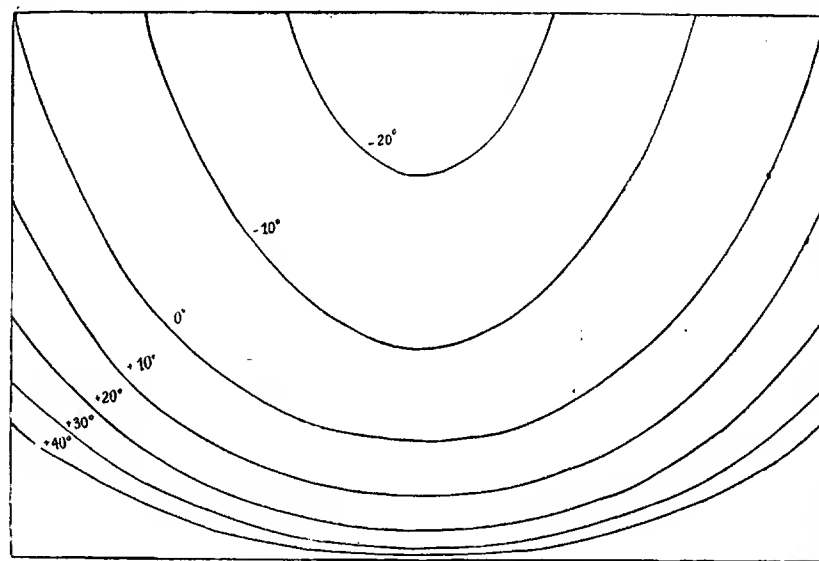


Рис. 51

Совместив с нулевым часовым углом основного графика звездное время наблюдения, находим для прямого восхождения интересующей нас звезды (с верхнего графика — палетки) соответствующее значение  $F(\zeta_*)$  по ее склонению, интерполируя графически на нижнем основном графике. Найдя для этого же момента, совершенно аналогичным образом,  $F(\zeta)$  стандартной, с помощью логарифмической линейки получаем искомое значение  $\eta = F(\zeta_*) F(\zeta)$ .

В соответствии со сказанным в § 1, гл. II, мы планировали текущие наблюдения через интервалы в 15 минут.

Во избежание ошибок в отождествлении звезд, для всех звезд нашей программы слабее пятой величины были составлены карты по BD, на которых приводились координаты звезды, № по нашему каталогу, звездная величина и некоторые другие необходимые сведения.

Контроль за выполнением программы мы осуществляли с помощью «рабочего каталога», в который сразу же вносились все проведенные наблюдения. Для каждого отдельного наблюдения в этот каталог заносились следующие данные: дата и период наблюдения; сокращенное обозначение применявшейся стандартной звезды; указание на неполный вес наблюдения, если это было необходимо; непосредственно наблю-

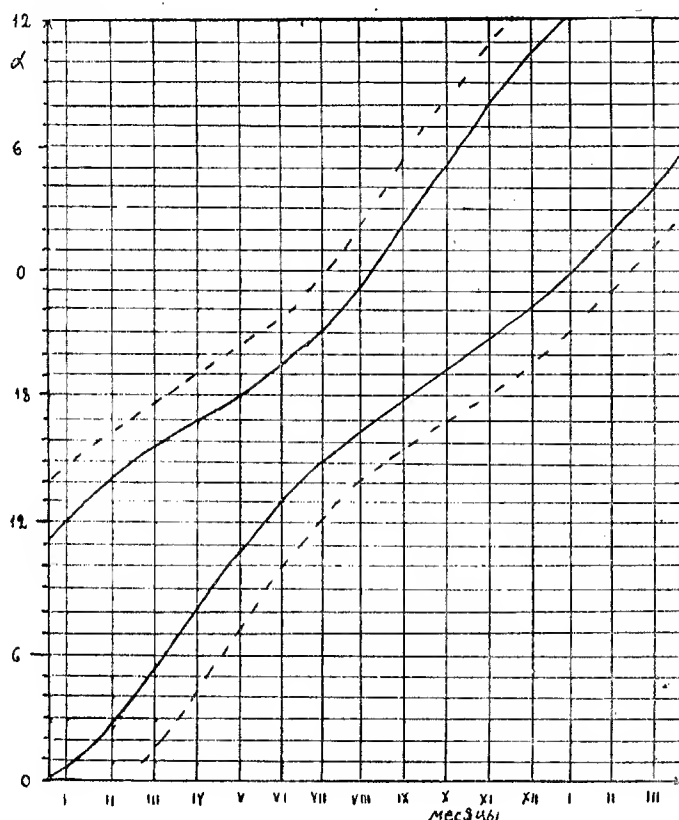


Рис. 52

денный цветовой эквивалент  $c_*(\lambda_*, t_*)$  и средняя ошибка его определения  $[\sigma]$ . В рабочий каталог вписывались и все основные результаты обработки, а именно: масса воздуха, внеатмосферный цветовой эквивалент в текущей цветовой системе, значение  $\eta$ ; внеатмосферный цветовой эквивалент, приведенный к основной системе (XIII), и вес редуцированно-

го к этой системе наблюдения. В первых графах рабочего каталога приводились также результаты окончательной обработки и некоторые общие данные: номер звезды по нашему каталогу, средний внеатмосферный цветовой эквивалент в основной системе каталога, выведенный из всех наблюдений данной звезды (со средней его ошибкой), число наблюдений и периоды, в которые наблюдалась данная звезда.

При выполнении большой каталожной работы весьма важно не «упустить» звезды — не опоздать отнаблюдать их в данном сезоне. Этому существенно помогает следующий простейший график, составленный нами для Абастуманской обсерватории и приведенный на рис. 52. На этом графике нанесены в зависимости от даты года те интервалы прямых восхождений, которые могут наблюдаться в меридиане в течение данной ночи. Пунктиром нанесены соответствующие интервалы для наблюдения в пределах  $\pm 2^\circ$  от меридиана. Из этого графика видим, например, что первого мая мы можем наблюдать на меридиане звезды с  $\alpha$  от  $10^\circ$  до  $17^\circ$ . Мы видим также, что звезду с  $\alpha = 18^\circ$  необходимо отнаблюдать до 1-го ноября, если допускать ее наблюдение до  $2^\circ$  от меридиана; начать ее наблюдение можно будет снова только с начала марта.

Подобный график, несмотря на всю свою примитивность, существенно облегчает быструю ориентировку в вопросах планирования большой каталожной работы.

## ГЛАВА ПЯТАЯ

КАТАЛОГ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ  
ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ В8 и В9

## § 1. Внеатмосферные цветовые эквиваленты 1048 звезд

Все полученные нами значения цветовых эквивалентов, редуцированные к фундаментальной системе (XIII), сведены в три списка, охватывающие 1048 звезд.

В первом списке (стр. 157) собраны цветовые эквиваленты 137 звезд, в основном спектральных типов В8—В9, расположенных в высоких галактических широтах. Напоминаем, что сюда вошли звезды ярче шестой фотографической величины — имеющие галактические широты большие или равные по абсолютной величине  $30^\circ$ , а также звезды ярче пятой с половиной величины, лежащие в галактической зоне  $20^\circ < b < 30^\circ$ . Склонение всех звезд списка больше  $-24^\circ$ . Звезды были выбраны из каталога *Henri Draper*, но затем, как уже отмечалось во введении, ревизованы по карточному каталогу ГАИШ. В результате в список включены и некоторые звезды, имеющие спектры, отличные от В8—В9 в каталоге HD. Мы стремились выполнить определение цветовых эквивалентов звезд первого списка со всей возможной тщательностью, поскольку эти звезды должны служить для вывода нормальных цветовых эквивалентов звезд данных классов, разработки спектральных критериев для определения истинных цветов, изучения эффекта абсолютной величины и т. п.

Второй список (стр. 161) содержит основной каталог в который входят 852 звезды до седьмой с половиной фотографической величины включительно, расположенные в галактической зоне с широтой в пределах  $2^\circ$  и со склонением опять таки большим  $-24^\circ$ . Вторым списком практически полон до долгот меньших  $180^\circ$ . В него не вошли лишь четыре—пять звезд и в том числе звезда  $\beta$  Тау (В8). Звезды, заподозренные нами в процессе составления каталога как цветопеременные, во второй список не включены и выделены отдельно (таблица XXXV).

В третьем списке (стр. 184), содержащем 59 звезд, приведены цветовые эквиваленты звезд, наблюдавшихся, в основном, для вспомогательных целей: построения редукционных формул — во всем диапазоне спектральных типов от В до М — к другим каталогам и к международной системе, а также получения дополнительного материала для изучения эффекта абсолютной величины и т. п.

В первом списке приведены последовательно: 1) порядковый номер нашего списка, 2) номер звезды по HD, 3) экваториальные координаты, относящиеся к эпохе 1900 года, 4) фотографическая величина согласно HD, округленная до 1.1, 5) спектры; при этом, во всех трех списках, спектры получены как средние взвешенные из данных, содержащихся в карточном каталоге ГАИШ; вес щелевых спектрограмм принимался равным 3, определения с объективной призмой имеют вес 1; в скобках после спектра указано число определений спектра, включая спектр HD; спектр звезд, имевших только спектр HD, взят в скобки; 6) галактические координаты, вычисленные по Лундским таблицам [85], округленные с точностью до градуса; 7) полученный нами внеатмосферный цветовой эквивалент, приведенный к фундаментальной системе XIII и его средняя ошибка; 8) число наблюдений данной звезды и наконец 9) те периоды в которые наблюдалась эта звезда (см. таблицу XXXII, стр. 143).

При рассмотрении первого списка обращает на себя внимание значительное число повторных наблюдений звезд, число которых в среднем составляет около пяти. Это в значительной мере обусловлено использованием звезд первого списка как контрольных — для вывода редуций к фундаментальной системе. Как будет видно из дальнейшего, столь значительное число наблюдений отнюдь не необходимо для получения высокой точности каталога.

Точность каталожных значений цветовых эквивалентов первого списка характеризуется таблицей XXXIII, в которой приведены: интервал видимых величин для которого проводилось осреднение, соответствующая этому интервалу средняя фотографическая величина, число звезд вошедшее в осреднение, средняя ошибка одного каталожного значения и среднее число наблюдений каждой звезды.

Таблица XXXIII

$\Delta m$	$\bar{m}$	$n$	$\bar{\sigma}$	$\bar{n}$
$\geq 4^m.0$	3.4	17	$\pm 0^m.006$	5
$4^m.01 - 4^m.50$	4.2	9	0.007	6
$4.51 - 5.25$	5.0	33	0.007	5
$5.26 - 5.75$	5.5	56	0.006	6
$5.76 - 6.00$	5.9	15	0.006	5

Как показывает приведенная таблица, средняя ошибка одного каталожного значения цветового эквивалента для звезд первого списка не зависит, практически, от видимой величины и составляет в среднем для нашей цветовой системы  $\pm 0^m.006$ .

Второй и третий списки построены аналогично первому и никаких дополнительных пояснений не требуют.

Точность основного каталога (Второй список) характеризуется таблицей XXXIV и иллюстрируется рис. 53. Сопоставление этих данных с дан-

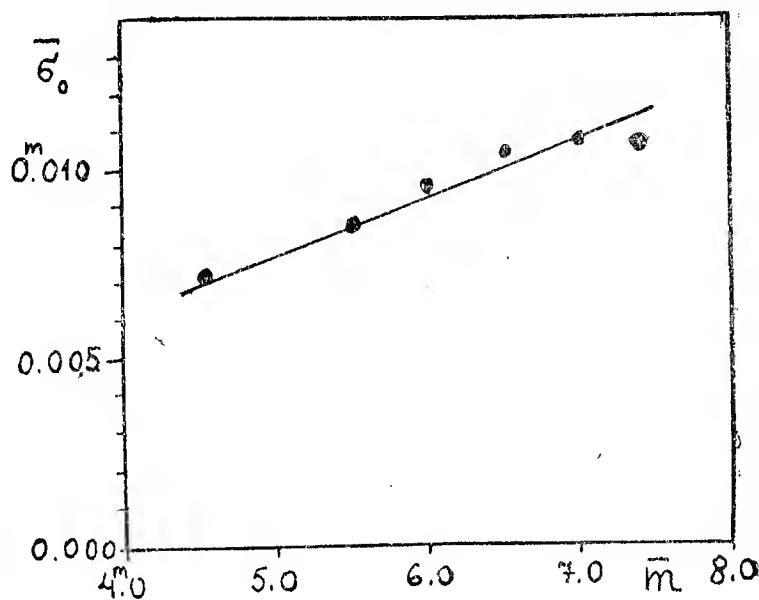


Рис. 53

ными таблицы XIII, дающими значение точности для непосредственных наблюдений, не редуцированных за избирательное ослабление света в атмосфере и выполненных по схеме (2-4-4-2), показывает, что при двух—трех наблюдениях точность каталожного внеатмосферного цветового

Таблица XXXIV

$\Delta m$	$\bar{m}$	$n$	$\sigma$	$\bar{n}$
$\square 5^m.25$	4.5	31	$\pm 0.0071$	4
$5^m.26 - 5^m.75$	5.5	72	0.0082	3
$5.76 - 6.25$	6.0	95	0.0095	3
$6.26 - 6.75$	6.5	170	0.0104	2
$6.76 - 7.25$	7.0	241	0.0106	2
$7.26 - 7.50$	7.4	142	0.0104	2

эквивалента соответствует точности одного непосредственного электрокалориметрического наблюдения. При этом следует иметь в виду, что некоторая потеря точности имеет место не только при приведении наблюдений к внешней границе атмосферы, но и при сведении их в одну фотометрическую систему. Последнее видно из графы шестой таблицы XXXIV на стр. 143. Но, повторяем, уже двух—трех наблюдений каждой звезды вполне достаточно для получения каталога высокой точности.



Изложенное дает основание утверждать, что примененные нами методы учета избирательного ослабления света в атмосфере и приведения наблюдений к единой фундаментальной электроколориметрической системе действительно позволяют сохранить высокую точность непосредственных фотоэлектрических наблюдений.

В таблице XXXV приведены отдельные наблюдения звезд, заподозренных нами как цветопеременные.

Таблица XXXV

HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$l$	$b$	Даты наблюдений	$c_0$	Периоды
15992	$2^h 29^m 1$	$+44^{\circ} 12'$	$7^m.4$	B9	$110^{\circ}$	$-14^{\circ}$	16.IX.47 8.X.47 13.X.47 15.X.47 17.XI.47	$-0.579^m$ $-0.654$ $-0.738$ $-0.810$ $-0.671$	XX XX XX XX XXI
43406	$6 10.9$	$+5 08$	$7.0$	B9	$172$	$-4$	10.XII.44 7.I.45 24.II.47 15.X.47	$-0.576$ $-1.004$ $-0.819$ $-0.753$	XVI XVII XIX XX
47292	$6 32.8$	$+7 14$	$7.2$	B8	$173$	$+2$	13.XII.42 2.XII.43 11.I.45 23.II.47 15.X.47	$-0.702$ $-0.974$ $-0.665$ $-0.964$ $-0.708$	IX XIII XVI XIX XX
168708	$18 16.0$	$-22 59$	$7.0$	B8	$337$	$-6$	4.VIII.42 23.VIII.44 13.IX.44 19.IX.47	$-0.615$ $-0.786$ $-0.727$ $-1.052$	VII XIV XV XX
183143	$19 23.0$	$+18 05$	$6.7$	B8	$21$	$-1$	9.VIII.42 2.IX.43 11.VIII.47 13.X.47	$+0.546$ $+0.729$ $+0.607$ $+9.789$	VII XIII XX XX
185198	$19 32.8$	$+1 17$	$7.5$	B9	$7$	$-11$	21.VI.42 31.VIII.43 22.IX.44 19.VIII.47	$-0.665$ $-0.456$ $-0.581$ $-0.519$	VI XII XV XX
222416	$23 35.3$	$+44 31$	$7.4$	B9	$78$	$-16$	14.VIII.42 4.I.45 30.IX.46	$-0.657$ $-0.544$ $-0.707$	VII XVII XIX

Для окончательного выяснения вопроса о переменности этих звезд желательно проведение дополнительных наблюдений. Кроме звезд, приведенных в таблице XXXV, могут считаться подозреваемыми в цветопеременности также и звезды №№ 246, 545, 546, 593 и 727 основного каталога, показавшие ненормально низкую сходимость внеатмосферных цветовых эквивалентов.

П Е Р В Ы Й   С П И С О К  
Звезды в высоких галактических широтах

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_v$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
1	560	$0^h 04^m 9^s$	$+10^{\circ} 36'$	$5^m.5$	B9(5)	76°	-50°	-0 <sup>m</sup> .797	$\pm 0^m.003$	2	VII, VIII
2	1064	09.8	-10 07	5.8	B9(4)	67	-71	-0.809	0.000	24	VII, VIII, XII
3	1606	15.2	+30 23	5.8	B6(2)	84	-31	-0.897	0.002	3	I, VII, IX
4	4622	43.0	-22 16	5.4	B9(4)	99	-84	-0.771	0.011	7	VII, VIII, XII
5	6118	57.3	+31 16	5.4	B9(4)	94	-31	-0.756	0.006	6	I, III, VII, IX
6	7374	1 08.8	+15 36	5.8	B9(6)	100	-45	-0.868	0.006	5	I, III, XII
7	9531	28.5	+36 44	5.8	B9(5)	101	-24	-0.831	0.006	4	IV, VII
8	10205	34.7	+40 04	4.8	B8(2)	101	-21	-0.916	0.024	3	III, VIII, XIV
9	10390	36.3	+34 44	5.4	B8(6)	103	-26	-0.777	0.008	3	I, III, IV, XII
10	12885	2 01.1	+25 13	6.0	B-2	112	-33	-0.771	0.004	6	I, III, VII
11	14055	11.4	+33 23	4.1	B-3(6)	111	-35	-0.624	0.005	4	III, VII
12	14951	19.5	+10 09	5.4	B7(7)	126	-45	-0.927	0.006	7	VII, IX, XIX
13	15130	21.1	-12 44	4.9	B9(5)	152	-62	-0.673	0.006	4	VIII, IX
14	15318	22.8	+8 01	4.3	B9(4)	129	-46	-0.721	0.000	4	Стандартная
15	17036	39.0	+14 53	5.8	B8(3)	128	-28	-0.730	0.008	4	III, IV
16	17543	43.7	+17 03	5.2	B6(7)	127	-35	-0.904	0.006	3	VII
17	17573	44.1	+26 51	3.6	B8(5)	121	-27	-0.887	0.006	3	IV, VII
18	18296	51.2	+31 32	5.2	B9(4)	120	-23	-0.758	0.005	4	VIII, IX
19	18633	54.7	-2 52	5.5	B9(4)	148	-49	-0.757	0.005	4	IV, VIII, XII
20	19548	3 03.6	+28 42	5.6	B9(4)	124	-38	-0.810	0.012	3	I, III, XII
21	19698	05.2	+11 30	5.9	(B9)	136	-38	-0.810	0.000	28	III, IV, IX, XIII
22	21364	21.7	+9 23	3.7	B8(4)	142	-36	-0.838	0.005	4	IV, VIII, IX
23	21686	24.9	+11 00	5.1	B9(4)	142	-34	-0.715	0.003	3	VII
24	21790	25.6	-5 25	4.8	B9(3)	158	-45	-0.834	0.007	3	VIII, IX
25	21933	27.1	+9 02	5.6	B9(2)	144	-35	-0.826	0.004	3	III, VII, IX
26	22203	29.4	-21 58	4.3	B8(3)	181	-52	-0.856	0.013	3	VIII, IX
27	22920	35.7	-5 32	5.5	(H8)	160	-43	-0.985	0.007	7	IV, IX, XII, XIII, XVIII, XIX
28	23016	36.6	+19 23	5.4	B8(2)	137	-26	-0.748	0.003	3	IX, XII
29	23302	39.0	+23 48	3.8	B7(6)	134	-23	-0.889	0.013	3	X
30	23324	39.2	+24 32	5.6	B8(5)	134	-22	-0.844	0.004	4	III, VII, IX
31	23338	39.3	+24 10	4.4	B7(11)	134	-22	-0.905	—	1	X
32	23363	39.5	-1 29	5.0	B8(4)	156	-39	-0.849	0.011	1	VII, IX, XIII, XVIII
33	23408	39.9	+24 04	3.9	B8(10)	134	-22	-0.838	—	1	X
34	23432	40.0	+24 15	5.8	B8(7)	134	-22	-0.758	0.008	3	X

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$\lambda$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
35	23630	241.5	+239.81	2.8	B8(15)	1350	-230	-0.853	$\pm 0.006$	3	X
36	23753	42.5	+23.08	5.5	B8(7)	135	-23	-0.838	0.004	4	VIII, X
37	23850	343.2	+23.45	3.8	B8(11)	135	-22	-0.874	0.002	2	IV, X
38	23862	43.3	+23.51	5.1	B8(6)	135	-22	-0.761	0.011	3	III, IX, X
39	24263	46.6	+6.15	5.6	(B9)	150	-34	-0.755	0.010	3	III, XIII
40	24388	47.7	+5.39	5.4	B8(3)	162	-40	-0.864	0.018	2	III, IX
41	24769	51.2	+22.54	6.0	(B8)	137	-21	-0.611	0.006	6	IX, XIII, XVIII, XIX
42	25330	56.4	+9.43	5.6	(B8)	149	-30	-0.775	0.007	3	IX, XIII
43	26793	409.2	+9.46	5.1	B9(2)	151	-27	-0.853	0.007	4	VIII, IX, XIII
44	27563	15.9	-7.50	5.7	(B8)	169	-35	-0.950	0.003	3	IV, VIII, XIII
45	28217	22.0	+10.59	5.8	(B8)	152	-24	-0.692	0.005	3	IV, IX, XIII
46	28843	27.6	-3.25	5.9	(B9)	166	-30	-0.981	0.010	3	IV, IX, XIII
47	29009	29.0	-6.57	5.6	B9(3)	170	-32	-0.950	0.004	3	IV, IX, XIII
48	29335	32.7	+0.48	5.3	B6(6)	163	-28	-0.947	0.008	5	VIII, XIII, XIX
49	29589	34.5	+12.00	5.3	B9(4)	153	-21	-0.947	0.004	7	III, IV
50	31512	51.4	-5.20	5.4	(B9)	172	-26	-1.007	0.008	2	III, IV
51	32309	57.1	-20.12	5.0	(B9)	188	-31	-0.730	0.016	3	VIII, IX, XIII
52	32964	501.8	-4.47	5.6	(B8)	173	-24	-0.754	0.003	4	IX, XIII
53	33224	03.6	-8.19	0.3	B8(7)	176	-25	-0.793	0.019	3	IV, IX
54	34085	09.7	-6.57	3.6	B7(6)	177	-24	-0.905	—	1	X
55	34503	12.8	-12.25	5.2	B7(3)	176	-23	-0.927	0.006	3	IX, X
56	34863	15.4	-21.20	5.2	B7(3)	182	-24	-0.891	0.001	3	IX, XIII
57	34968	16.2	-18.36	4.7	B9(4)	191	-28	-0.718	0.007	4	IV, VIII, XIII
58	38206	39.0	+69.21	5.7	(B9)	190	-22	-0.669	0.005	3	IV, VIII, XIII
59	42818	607.8	+48.24	4.7	B9(3)	112	-23	-0.613	0.007	5	IV, VIII, IX, XIII, XIV
60	58661	721.5	+65.29	5.6	B9(2)	137	-27	-0.905	0.002	3	IV, IX
61	72037	825.6	+6.03	4.2	B9(6)	117	+36	-0.341	0.014	3	IV, V, IX
62	73462	32.4	-1.31	5.2	B9(3)	188	+28	-0.614	0.005	7	IV, IX, X, XIV
63	74988	42.2	+47.33	5.2	B9(2)	197	+26	-0.552	0.004	5	IV, IX, XIII, XVII
64	75331	44.3	+24.51	3.7	AO(7)	140	+43	-0.639	0.005	6	IX, X
65	77327	56.8	+11.04	5.1	B8(4)	170	+36	-0.897	0.005	6	IV, V, IX, XIII, XIV
66	77350	56.9	-8.11	5.4	B8(3)	187	+36	-0.760	0.009	7	IV, V, IX, XIV
67	78316	902.4	-8.19	5.5	B8(4)	206	+26	-0.817	0.004	8	III, X, XIII, XIV
68	78556	03.8	-37.14	3.9	A2(7)	154	+46	-0.526	0.008	4	III, XIV
69	79931	11.6	+52.30	4.6	AO(5)	132	+47	-0.569	0.010	3	IX, X
70	80081	12.6									
71	82621	28.0									

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
72	87504	$10^h 00.3$	$-12^{\circ} 35'$	4.7	B8(3)	222 <sup>0</sup>	+34 <sup>0</sup>	-0.824	$\pm 0.006$	9	II, III, IV, X, XIII, XIV, XVII
73	87737	01.9	+17 15	3.6	A0(10)	188	+52	-0.752	0.003	11	V, X, XIV
74	87901	03.0	+12 27	1.3	B8(9)	195	+50	-0.868	0.006	4	X
75	88960	10.6	+29 48	5.4	A0(4)	168	+57	-0.624	0.005	3	IX
76	90882	10 24.4	- 2 14	5.2	B9(4)	217	+45	-0.708	0.007	6	II, IV, XIV
77	90994	25.2	- 0 08	4.8	B6(6)	215	+47	-0.972	0.005	6	V, IX, XIV, XVII
78	91120	26.1	-13 05	5.8	B9(5)	227	+38	-0.727	0.005	7	V, IX, XIII, XVI, XVII
79	91130	26.2	+32 54	5.8	A0(5)	162	+61	-0.491	0.011	6	II, IX, XIV [XVII]
80	91365	27.8	+35 31	5.6	B9(4)	157	+61	-0.592	0.004	3	IX
81	93152	40.3	+31 13	5.4	B9(6)	166	+64	-0.754	0.011	4	II, XIV
82	94601	50.2	+25 17	4.5	A0(5)	180	+65	-0.612	0.015	4	V, IX, XIV
83	98664	11 16.0	+ 6 35	4.1	B9(7)	223	+61	-0.728	0.000	3	Стандартная
84	99787	23.7	+39 54	5.3	A0(4)	138	+70	-0.605	0.015	3	V, IX
85	100889	31.6	- 9 15	4.8	B9(5)	244	+49	-0.774	0.006	8	II, V, XIV
86	106625	12 10.7	-16 59	5.2	B7(3)	260	+44	-0.910	0.005	6	II, X, XIV
87	107348	15.4	-21 39	5.4	B8(3)	262	+40	-0.856	0.008	8	II, V, XIV, XVII
88	108767	24.7	-15 58	3.1	B9(5)	264	+46	-0.736	0.010	4	X
89	109309	28.6	- 8 54	5.4	B9(4)	265	+53	-0.704	0.005	7	V, X, XIV, XVII
90	109387	29.2	+70 20	3.8	B6(7)	91	+48	-0.950	0.007	5	V, IX, X, XIV
91	110411	36.8	+10 47	5.0	B9(6)	267	+73	-0.528	0.006	4	V, XIV, XVIII
92	110423	36.9	+ 7 22	5.5	B9(5)	268	+69	-0.643	0.006	4	V, XIV
93	113797	01.1	+36 20	5.1	B9(8)	65	+80	-0.768	0.004	9	II, V, XIII, XIV
94	124683	14 09.9	-17 44	5.6	B9(5)	298	+39	-0.675	0.006	8	I, III, V, XII, XIII, XVII
95	127304	25.5	+32 14	5.9	A0(2)	17	+67	-0.665	0.003	5	II, V, XIII, XVII
96	129956	40.4	+ 1 09	5.5	Ac(3)	322	+51	-0.709	0.004	4	II, XIV
97	134759	15 06.5	-19 25	4.8	B9(4)	311	+31	-0.846	0.006	7	II, V, XIII, XIV
98	136849	17.8	+33 17	5.3	B9(5)	18	+56	-0.706	0.006	3	II, VI
99	137389	20.7	+82 23	5.0	B7(7)	64	+47	-0.879	0.003	4	II, V, VI, XIV
100	138764	29.0	- 8 51	5.8	A0(2)	324	+35	-0.827	0.003	6	II, VI, XIV
101	140873	40.9	- 1 30	5.3	B6(3)	334	+36	-0.691	0.013	3	II, XIV
102	141513	44.4	+42 51	3.6	A0(4)	333	+49	-0.864	0.007	6	V, IX, XIV
103	142926	52.2	+46 19	4.6	(B8)	34	+47	-0.838	0.003	9	II, V, IX, XIII, XIV
104	144206	59.6	+45 12	4.3	B9(5)	39	+46	-0.762	0.000	8	Стандартная
105	145389	16 05.6	+68 04	5.4	A0(5)	37	+40	-0.681	0.003	8	VI, X, XII, XIV, XX
106	145454	06.0	+76 08	5.5	B9(4)	76	+36	-0.873	0.005	3	II, V, VI, XIV
107	146926	13.7	+ 5 44	5.5	A0(3)	349	+32	-0.754	0.004	3	II, V, XIV
108	149121	27.6							0.007	5	II, III, V, XIV

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	m $\phi$	Спектр HD	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
109	149212	<sup>m</sup> 16 <sup>h</sup> 28.2	+68 <sup>h</sup> 59'	4.9	B9(7)	680	+38 <sup>o</sup>	<sup>m</sup> -0.728	<sup>m</sup> ±0.005	8	III, VI, VII, XIV
110	150100	33.8	+53 06	5.6	B9(4)	48	+41	-0.727	0.003	3	VI, XIV
111	151133	40.4	+1 12	6.0	B9(4)	346	+27	-0.697	0.006	9	III, V, VI
112	152614	49.3	+10 20	4.2	B8(4)	356	+29	-0.847	0.007	9	III, VI, VII, X
113	155763	17 08.5	+65 50	3.1	B7(8)	63	+35	-0.904	0.004	6	VI, X, XIV
114	157779	20.2	+37 14	4.5	A2(4)	28	+32	-0.672	0.001	3	V, XIII, XIV
115	161693	41.9	+53 50	5.7	B9(3)	48	+30	-0.595	0.006	5	V, VI, XIV
116	166014	18 03.6	+28 45	3.8	A0(4)	23	+20	-0.883	0.005	4	X, XIV
117	167965	12.5	+42 08	5.3	B7(6)	37	+23	-0.940	0.008	3	VI, XII, XIV
118	170000	22.2	+71 17	4.2	B9(4)	69	+28	-0.811	0.010	3	X, XIV
119	172883	37.5	+52 06	5.8	(B9)	48	+22	-0.767	0.010	3	III, VI, XIII
120	192907	20 12.3	+77 35	4.4	B9(6)	77	+22	-0.725	0.005	3	III, VII, XIV
121	198667	46.8	-5 52	5.4	B8(4)	11	-31	-0.795	0.004	6	I, VII, XIII, XX
122	202671	21 12.3	-18 24	5.4	B9(3)	0	-42	-0.934	0.005	5	I, III, XIII, XIV
123	202753	12.9	-4 57	5.6	B6(2)	15	-36	-0.950	0.009	8	I, III, XI, XX
124	206540	39.5	+10 32	5.9	(B8)	35	-32	-0.920	0.006	4	III, XIII, XX
125	207840	46.9	+19 22	5.7	B8(2)	44	-27	-0.871	0.002	3	I, III
126	209819	22 01.0	-14 21	4.3	B8(3)	12	-51	-0.806	0.007	4	III, XIII, XX
127	209833	01.1	+28 28	5.6	B9(3)	53	-22	-0.747	0.006	9	IX, XII, XIII, XVIII, XX
128	211838	14.9	-8 19	5.3	B7(2)	23	-51	-0.810	0.010	5	I, III, XIV
129	212097	16.7	+27 50	4.8	B8(3)	55	-24	-0.705	0.008	3	III, XII
130	213998	30.2	-0 38	4.1	B8(4)	36	-48	-0.802	0.003	9	III, XIII, XX
131	214923	36.5	+10 19	3.6	B8(5)	47	-41	-0.817	0.005	4	III
132	216494	48.2	-12 09	5.9	B9(3)	26	-60	-0.796	0.003	2	XIII
133	216831	51.1	+35 50	5.6	B8(3)	66	-21	-0.802	0.007	6	I, III, XIII
134	218700	23 05.0	+9 17	5.3	B9(5)	55	-46	-0.795	0.013	36	I, III, XIV
135	220222	17.0	+31 16	5.3	B6(2)	70	-27	-0.923	0.000	6	I, III, XIII, XIV
136	222847	39.0	-18 50	5.2	B9(2)	30	-73	-0.806	0.008	6	I, III, XIII
137	224926	56.7	-3 35	5.1	B7(6)	65	-63	-0.928	0.004	4	I, III, VIII

## В Т О Р О Й С П И С О К

основной каталог

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	m <sub>p</sub>	Спектр HD	I	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
1	144	0 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> .2	+63°37'	5 <sup>m</sup> .4	B9(7)	86 <sup>o</sup>	+16	-0 <sup>m</sup> .730	±0 <sup>m</sup> .002	2	III, VIII
2	487	04 <sup>h</sup> .3	+45 50	7.0	(B9)	84	-9	-0.615	0.011	3	I, III
3	567	05 <sup>h</sup> .0	+51 42	7.1	(B9)	84	-9	-0.796	0.024	2	XIX, XX
4	584	05 <sup>h</sup> .2	+56 36	6.5	B8(2)	85	-6	-0.864	0.004	3	I, VII, IX
5	709	06 <sup>h</sup> .4	+55 24	7.4	(B8)	85	-6	-0.684	0.015	2	XVIII, XIX
6	1082	10 <sup>h</sup> .0	+43 38	6.6	(B9)	84	-18	-0.790	0.006	3	I
7	1141	10 <sup>h</sup> .6	+76 24	6.2	Ac(4)	88	+15	-0.802	0.013	2	XVIII, XXI
8	1279	11 <sup>h</sup> .9	+47 24	5.8	B8(3)	85	-14	-0.882	0.006	5	I, III, XV
9	1359	12 <sup>h</sup> .7	+75 43	7.1	B8(2)	88	+14	-0.800	—	1	XVIII
10	1438	13 <sup>h</sup> .4	+43 14	6.0	B9(5)	85	-16	-0.852	0.007	3	XVIII, XIX
11	1950	18 <sup>h</sup> .7	+59 53	7.4	(B9)	87	-2	-0.623	0.017	2	III, XVI
12	2011	19 <sup>h</sup> .3	+61 17	5.4	B9(5)	88	-1	-0.682	0.010	4	III, XV
13	2054	19 <sup>h</sup> .7	+52 30	5.7	B8(2)	87	-9	-0.811	0.002	3	I, XV
14	2301	21 <sup>h</sup> .8	+49 26	6.7	(B9)	87	-12	-0.651	0.013	3	XVIII, XIX
15	2559	24 <sup>h</sup> .2	+56 29	7.2	(B9)	88	-5	-0.729	0.009	2	I, III
16	2626	24 <sup>h</sup> .8	+59 25	5.9	(B8)	88	-5	-0.809	0.015	3	XV, XVI
17	2739	25 <sup>h</sup> .8	+43 24	6.6	B8(3)	87	-18	-0.827	0.002	2	III, VII
18	2772	26 <sup>h</sup> .2	+53 59	4.8	B8(3)	86	-7	-0.863	0.008	4	XV, XIX
19	3038	28 <sup>h</sup> .6	+66 12	6.4	B8(4)	89	+4	-0.788	0.022	2	XV
20	3240	30 <sup>h</sup> .5	+53 32	5.0	(B5)	89	-8	-0.884	0.014	2	XV, XVI
21	3291	30 <sup>h</sup> .9	+44 06	7.3	(B9)	88	-18	-0.804	0.003	2	XVIII, XIX, XX
22	3377	31 <sup>h</sup> .6	+57 28	7.4	(B9)	89	-4	-0.737	0.017	3	I, III
23	3924	36 <sup>h</sup> .7	+58 13	6.1	B9(2)	90	-4	-0.698	0.008	4	I, XVI
24	4315	40 <sup>h</sup> .7	+44 18	5.9	(B8)	90	-18	-0.804	0.002	2	III, VII
25	4382	41 <sup>h</sup> .1	+74 18	5.3	B8(6)	90	+12	-0.884	0.007	2	XVIII, XIX
26	4667	43 <sup>h</sup> .6	+70 14	7.0	B9(3)	90	+8	-0.750	0.031	3	I, VII
27	4636	43 <sup>h</sup> .2	+50 25	5.0	(B9)	90	-12	-0.897	0.010	2	XVIII, XIX
28	5032	47 <sup>h</sup> .2	+56 41	7.1	(B8)	91	-6	-0.762	0.017	2	XVIII, XIX
29	5083	47 <sup>h</sup> .6	+49 07	7.1	(B8)	91	-13	-0.699	0.007	2	XVIII, XIX
30	5408	50 <sup>h</sup> .8	+59 50	5.5	Ac(3)	91	-2	-0.823	0.016	2	I, XVIII, XIX
31	5490	51 <sup>h</sup> .6	+69 58	6.8	B9(3)	91	+8	-0.791	0.003	2	III, XV, XIX
32	5550	52 <sup>h</sup> .2	+65 49	6.0	B9(4)	91	+4	-0.697	0.006	3	I, XIX
33	5764	54 <sup>h</sup> .2	+47 29	7.0	(B8)	92	-14	-0.928	0.008	3	III, VIII
34	5839	54 <sup>h</sup> .9	+68 49	6.6	B8(2)	91	+7	-0.651	0.016	2	III, VIII

11. აბსოლუტური ასტროლოგიკ. ობსერვ. ბიულ., № 14

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	m $\phi$	Спектр HD	I	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
35	6226	0 <sup>m</sup> 58 <sup>m</sup> .2	+47 <sup>m</sup> 06	6 <sup>m</sup> .6	B6(3)	93 <sup>0</sup>	-15 <sup>0</sup>	-0 <sup>m</sup> .888	$\pm 0^m.034$	2	I
36	6343	59 <sup>m</sup> .4	+65 26	7.0	B7(4)	92	+	-0 <sup>m</sup> .597	0.004	2	VIII, XVI
37	6676	1 02 <sup>m</sup> .4	+57 44	5.6	B8(4)	93	+	-0 <sup>m</sup> .752	0.008	3	I, III
38	6688	02 <sup>m</sup> .5	+44 17	7.0	(B8)	94	-18	-0 <sup>m</sup> .842	0.006	2	III, VIII
39	6811	03 <sup>m</sup> .7	+46 42	4.2	B8(5)	94	-15	-0 <sup>m</sup> .840	0.002	3	III
40	6960	05 <sup>m</sup> .0	+63 40	5.4	B9(5)	93	+	-0 <sup>m</sup> .769	0.010	2	III
41	6972	05 <sup>m</sup> .1	+64 29	5.4	B8(2)	93	+	-0 <sup>m</sup> .840	0.001	2	III
42	7017	05 <sup>m</sup> .5	+46 06	7.2	(B9)	95	-16	-0 <sup>m</sup> .729	0.013	2	XVI, XX
43	7157	06 <sup>m</sup> .8	+61 10	6.3	B9(2)	93	-1	-0 <sup>m</sup> .769	0.011	2	XVI
44	7349	08 <sup>m</sup> .6	+48 54	7.2	(B9)	95	-13	-0 <sup>m</sup> .762	0.015	2	XVIII, XXI
45	7546	10 <sup>m</sup> .5	+47 33	6.5	(B8)	95	-14	-0 <sup>m</sup> .781	0.014	3	I, XX
46	7978	14 <sup>m</sup> .1	+51 36	7.3	(B9)	95	-10	-0 <sup>m</sup> .366	0.022	2	XVIII, XX
47	8027	14 <sup>m</sup> .6	+51 04	7.2	(B9)	96	-11	-0 <sup>m</sup> .668	0.012	2	XVIII
48	8053	14 <sup>m</sup> .9	+54 06	7.1	(B8)	95	-8	-0 <sup>m</sup> .753	0.005	2	XX, XXI
49	8424	18 <sup>m</sup> .4	+70 27	6.5	B9(2)	93	+	-0 <sup>m</sup> .661	0.003	2	XVII, XX
50	8862	22 <sup>m</sup> .3	+43 32	6.5	(B9)	98	-18	-0 <sup>m</sup> .814	0.008	2	IV, VIII
51	9165	25 <sup>m</sup> .2	+69 30	6.9	B8(2)	94	+	-0 <sup>m</sup> .734	0.019	2	XVIII, XXI
52	9590	29 <sup>m</sup> .0	+53 32	7.0	AO(2)	97	-8	-0 <sup>m</sup> .643	0.013	3	I, III
53	9604	29 <sup>m</sup> .1	+52 50	6.8	(B8)	97	-12	-0 <sup>m</sup> .728	0.009	4	XVIII, XXI
54	9612	29 <sup>m</sup> .2	+73 47	6.4	(B8)	94	+	-0 <sup>m</sup> .648	0.017	2	XVIII, XXI
55	9709	30 <sup>m</sup> .0	+46 36	7.0	B(9)	99	-14	-0 <sup>m</sup> .850	0.001	2	I, XIX
56	9812	30 <sup>m</sup> .8	+58 08	7.0	B4(3)	97	-3	-0 <sup>m</sup> .576	0.017	4	I, XX
57	10107	33 <sup>m</sup> .8	+58 33	6.9	(B9)	97	+	-0 <sup>m</sup> .699	0.004	3	I, VIII
58	10260	35 <sup>m</sup> .3	+60 32	6.6	B8(4)	96	+	-0 <sup>m</sup> .823	0.004	2	XVIII
59	10293	35 <sup>m</sup> .6	+58 08	6.2	B8(3)	97	-1	-0 <sup>m</sup> .836	0.003	3	XVIII, XIX
60	10425	36 <sup>m</sup> .6	+60 03	5.7	(B9)	97	-3	-0 <sup>m</sup> .745	0.004	2	I, VIII
61	10546	37 <sup>m</sup> .7	+49 09	7.2	(B9)	100	-12	-0 <sup>m</sup> .721	0.004	2	XVIII
62	10773	40 <sup>m</sup> .3	+43 13	7.4	(AO)	101	-18	-0 <sup>m</sup> .719	—	1	III, VIII, XIX
63	11188	44 <sup>m</sup> .9	+46 58	7.1	(B8)	101	-14	-0 <sup>m</sup> .745	0.013	4	I, III
64	11291	45 <sup>m</sup> .8	+50 18	5.6	(B9)	100	-8	-0 <sup>m</sup> .821	0.006	5	I, III
65	11336	46 <sup>m</sup> .4	+44 19	7.4	(B8)	102	-16	-0 <sup>m</sup> .739	0.014	2	XVIII, XXI
66	11395	46 <sup>m</sup> .9	+67 40	7.6	B9(2)	96	+	-0 <sup>m</sup> .877	—	1	XVIII
67	11529	48 <sup>m</sup> .2	+68 12	5.0	B8(7)	96	+	-0 <sup>m</sup> .875	0.003	3	III, IX
68	11780	50 <sup>m</sup> .5	+41 24	6.7	(B9)	104	-19	-0 <sup>m</sup> .758	0.010	5	I, III
69	11905	51 <sup>m</sup> .9	+41 12	6.6	(B9)	104	-18	-0 <sup>m</sup> .883	0.006	4	I, III
70	12301	55 <sup>m</sup> .6	+63 54	5.5	B8(9)	98	+	-0 <sup>m</sup> .368	0.004	2	XV
71	12303	55 <sup>m</sup> .6	+54 01	4.9	B8(6)	102	+	-0 <sup>m</sup> .333	0.011	2	III, VIII

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	m <sub>φ</sub>	Спектр HD	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
72	12352	1 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> .0	+46 <sup>o</sup> 22'	7 <sup>m</sup> .0	(B8)	103 <sup>o</sup>	-14 <sup>o</sup>	-0 <sup>m</sup> .752	±0 <sup>m</sup> .020	2	XX
73	12518	57 <sup>m</sup> .7	+51 29	6.5	(B8)	102	-9	-0.805	0.005	4	I,III,X
74	13077	2 02.9	+41 29	6.9	(B9)	106	-18	-0.791	0.004	3	III,IV,VIII
75	13267	04 <sup>m</sup> .6	+57 11	6.2	B6(7)	101	-3	-0.515	0.003	2	XVI
76	13679	08 <sup>m</sup> .3	+46 14	6.7	(B8)	106	-13	-0.744	0.009	2	IV,III
77	14010	11 <sup>m</sup> .1	+63 58	6.9	B8(6)	100	+4	-0.087	—	1	XX
78	14272	13 <sup>m</sup> .4	+39 23	6.5	(B8)	109	-19	-0.854	0.007	2	III,VIII
79	14322	13 <sup>m</sup> .8	+35 27	6.8	B8(6)	103	-4	-0.428	0.017	2	I
80	14437	14 <sup>m</sup> .8	+42 30	7.1	(B9)	108	-2	-0.756	0.024	3	VIII,XVI,XIX
81	14542	15 <sup>m</sup> .9	+56 56	6.9	B8(7)	103	-3	-0.175	0.012	2	VIII,XIX
82	14795	18 <sup>m</sup> .0	+59 33	7.5	B7(2)	102	0	-0.788	—	1	XVIII
83	14817	18 <sup>m</sup> .2	+61 04	7.1	B8(2)	102	+1	-0.409	0.017	2	XVIII,XX
84	14827	18 <sup>m</sup> .3	+54 38	7.5	A0(2)	104	-5	-0.987	—	1	XVIII
85	15863	28 <sup>m</sup> .0	+49 38	6.8	(B9)	107	-9	-0.623	0.017	4	I,III,XIX
86	16004	29 <sup>m</sup> .2	+39 15	6.3	B9(2)	112	-18	-0.859	0.005	3	I,VIII
87	16097	30 <sup>m</sup> .1	+39 46	7.4	(B9)	112	-18	-0.804	0.001	2	VIII
88	16108	30 <sup>m</sup> .2	+41 58	6.7	(B8)	111	-16	-0.887	0.020	2	III,VIII
89	16184	30 <sup>m</sup> .8	+49 48	7.3	(B8)	108	-8	-0.852	0.019	2	I,XIX
90	16218	31 <sup>m</sup> .1	+62 09	6.8	A0(2)	103	+3	-0.596	0.004	2	VIII,XXI
91	16219	31 <sup>m</sup> .1	+39 27	6.4	B6(2)	112	-18	-0.937	0.028	2	XVII,XIX
92	16524	33 <sup>m</sup> .9	+55 51	7.5	B6(2)	106	-3	-0.752	0.010	2	XIX,XX
93	16727	35 <sup>m</sup> .8	+54 41	5.6	B7(3)	106	-4	-0.941	0.009	3	I,XIX
94	17102	39 <sup>m</sup> .6	+40 10	7.5	B(9)	114	-16	-0.439	0.013	3	XIX,XX
95	17327	41 <sup>m</sup> .8	+64 14	7.5	B(9)	103	+5	-0.269	0.010	3	XIX,XX
96	17359	42 <sup>m</sup> .0	+48 46	7.4	B(9)	110	-9	-0.630	0.006	2	XIX,XX
97	17521	43 <sup>m</sup> .5	+51 52	7.4	B(9)	109	-6	-0.627	0.013	2	VIII,XIX
98	17743	45 <sup>m</sup> .8	+52 35	6.4	B8(2)	109	-5	-0.675	0.004	2	I
99	17891	47 <sup>m</sup> .3	+46 44	6.7	(B9)	112	-10	-0.640	0.003	2	VIII
100	18503	53 <sup>m</sup> .4	+74 45	7.0	(B9)	99	+15	-0.726	0.003	2	XVIII,XXI
101	18552	53 <sup>m</sup> .8	+37 45	5.9	(B9)	117	-17	-0.854	0.006	6	I,II
102	18576	57 <sup>m</sup> .1	+62 38	7.4	B7(1)	105	+5	-0.726	0.028	2	XIX,XX
103	18950	57 <sup>m</sup> .8	+37 43	6.9	(B9)	118	-17	-0.818	0.010	3	I,II
104	19065	58 <sup>m</sup> .9	+63 41	5.8	B9(5)	105	+6	-0.710	0.015	2	III,VIII
105	19275	3 01.0	+74 01	5.0	B9(3)	100	+15	-0.585	0.008	2	IX,XVI,XIX
106	19736	05 <sup>m</sup> .5	+42 01	6.0	(B8)	117	-12	-0.939	0.002	3	XVII,XIX
107	19893	06 <sup>m</sup> .8	+42 12	7.0	(B9)	117	-12	-0.661	0.004	2	XVIII
108	20085	08 <sup>m</sup> .6	+74 52	7.4	(B9)	100	+16	-0.551	—	1	XVIII



№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	m <sub>φ</sub>	Спектр HD	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
109	20510	3 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> .9	+50°36	7.0	(B9)	113°	-4°	-0 <sup>m</sup> .654	±0 <sup>m</sup> .016	2	XVII, XIX
110	20536	13.1	+61 38	6.6	B9(2)	107	+5	-0 668	0 006	3	III, VIII
111	20676	14.7	+45 01	7.4	(B8)	117	-9	-0 720	-	1	XIX
112	20863	16.7	+45 01	7.4	(B9)	115	-6	-0.701	0.010	2	XIX, XXI
113	21071	18.9	+48 45	5.8	B7(5)	115	-6	-0.875	0.016	2	XVI
114	21181	20.0	+47 52	6.4	(B9)	116	-6	-0.743	0.019	2	XVII, XIX
115	21203	20.2	+59 54	6.4	B9(3)	109	+4	-0.699	0.011	4	IX, VII, XVIII, XIX
116	21291	21.0	+49 36	4.4	B9(6)	109	+4	-0.356	0 005	3	III, XVI
117	21362	21.7	+49 31	5.5	B6(7)	115	-4	-0.862	-	1	XV
118	21398	22.0	+47 58	7.4	(B9)	116	-6	-0.682	0 005	2	XIX, XXI
119	21540	23.4	+46 42	7.0	(B8)	117	-7	-0.577	0.021	2	XIX, XX
120	21551	23.5	+47 46	6.0	(B9)	116	-6	-0.791	0 005	2	XVI, XIX
121	21505	23.7	+42 40	7.5	(B9)	119	-10	-0.724	0.022	2	XX, XXI
122	21641	24.5	+47 31	6.8	(B9)	116	-6	-0.733	0.008	2	XVII, XIX
123	21661	24.7	+48 04	6.3	(B9)	116	-5	-0.566	0.024	3	XIX, XX
124	21672	24.8	+48 24	6.6	(B9)	116	-5	-0.747	0.012	2	XIX
125	21699	25.0	+47 41	5.5	B8(6)	116	-6	-0.960	0.009	2	XVI, XVII
126	21795	25.7	+40 36	6.7	(B9)	121	-11	-0.715	0.007	2	III, XIX
127	21943	27.2	+37 41	7.2	(B9)	123	-14	-0.719	0.018	2	XIX, XX
128	22105	28.6	+55 32	6.8	(B8)	112	+1	-0.624	0.017	3	II, XVI, XVIII, XIX
129	22136	28.9	+46 46	6.7	(B9)	118	-6	-0.762	0 003	2	XVII, XXI
130	22316	30.5	+56 37	6.2	B9(2)	112	+2	-0.884	0.014	3	III, XVIII, XIX
131	22353	30.8	+39 45	7.2	(B9)	122	-12	-0.609	0.015	2	IX, XX
132	22389	31.1	+48 45	7.0	(B9)	116	-4	-0.829	0.010	2	II, XIX
133	22402	31.2	+42 15	6.2	(B8)	121	-9	-0.804	0.011	2	IX, XX
134	22417	31.3	+48 54	6.7	(B9)	117	-4	-0.690	0.019	2	III
135	22780	34.6	+37 16	5.4	B7(8)	124	-13	-0.865	0.013	3	XV
136	22828	35.0	+77 48	7.0	(B8)	99	+19	-0.772	0 005	2	XVIII, XXI
137	22860	35.2	+28 23	6.9	(B9)	130	-19	-0.694	0.012	2	IX, XX
138	23300	39.0	+45 22	5.6	B5(4)	120	-6	-0.864	0.011	3	I
139	23383	39.7	+55 37	6.0	B9(2)	114	+2	-0.720	0.011	2	XVI
140	23522	41.0	+50 26	5.9	(B8)	117	-2	-0.695	-	1	XVIII, XXI
141	23594	41.3	+56 49	6.5	(B9)	113	+3	-0.847	0.017	2	XVIII, XXI
142	23662	41.8	+68 12	6.3	B8(2)	106	+12	-0.734	0.018	2	XVIII, XXI
143	24479	48.6	+62 47	4.8	B9(6)	110	+8	-0.773	0.008	2	XV, XIX
144	24504	48.8	+47 35	5.2	B7(7)	120	-3	-0.874	0.005	2	XVI
145	25152	54.7	+36 44	6.3	(B9)	127	-10	-0.651	0.005	2	XX, XXI

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
146	25528	$3^h 58^m.2$	$+71^{\circ}05'$	7 <sup>m</sup> .5	(B9)	105 <sup>0</sup>	$+15^{\circ}$	$-0.659$	$\pm 0.020$	2	XVIII
147	25734	59.8	$+60.37$	7.4	(B9)	112	$+8$	$-0.726$	0.023	2	XVIII, XXI
148	25823	4 00.5	$+27.21$	5.3	B9(2)	135	$-17$	$-0.946$	0.003	2	XVIII
149	25932	01.3	$+42.56$	6.6	(B8)	124	$-5$	$-0.667$	0.018	2	XVIII
150	26571	07.0	$+22.09$	6.1	(B8)	140	$-20$	$-0.356$	0.012	2	XV, XIX
151	26669	08.1	$+66.51$	6.9	B8(2)	108	$+13$	$-0.698$	0.012	2	XX, XXI
152	26670	08.1	$+61.36$	5.6	B8(2)	112	$+9$	$-0.972$	0.003	2	XVIII
153	26792	09.2	$+56.56$	6.5	(B8)	116	$+6$	$-0.597$	0.019	2	III, XIX
154	26801	09.3	$+61.40$	7.4	(B9)	112	$+9$	$-0.505$	0.018	2	XVIII, XX
155	26882	09.9	$+41.54$	6.1	A0(2)	114	$+8$	$-0.702$	—	1	XVIII
156	27026	11.2	$+20.55$	5.3	(B8)	126	$-5$	$-0.794$	0.008	2	III, XIX
157	27295	13.5	$+71.32$	7.5	A0(3)	106	$+16$	$-0.824$	0.005	4	I, III, XVIII
158	27546	15.8	$+42.12$	6.0	(B8)	127	$-4$	$-0.539$	—	2	III, XIX
159	27650	16.6	$+20.45$	5.9	(B9)	143	$-18$	$-0.733$	0.002	2	I, III
160	27742	17.6	$+34.05$	5.9	(B8)	133	$-10$	$-0.733$	0.006	3	I, III
161	27770	17.9	$+33.54$	5.5	(B9)	133	$-10$	$-0.594$	0.003	2	XIX, XX
162	27777	18.0	$+24.04$	6.1	(B8)	141	$-16$	$-0.838$	0.004	2	I, XIX
163	27778	18.0	$+18.40$	7.4	(B8)	141	$-16$	$-0.514$	0.024	2	XVIII
164	27877	18.9	$+32.14$	6.2	(B9)	145	$-19$	$-0.121$	0.025	2	XVIII, XX
165	28459	24.2	$+39.48$	6.2	(B8)	135	$-10$	$-0.737$	0.002	2	XVIII
166	28503	24.6	$+68.05$	6.2	(B8)	130	$-4$	$-0.757$	0.024	2	XVIII
167	28779	27.1	$+17.48$	7.3	(B8)	109	$+15$	$-0.733$	—	2	XVIII
168	28867	27.8	$+28.46$	6.2	(B8)	147	$-18$	$-0.589$	0.022	1	XVIII, XIX
169	28929	28.4	$+20.30$	5.7	(B9)	138	$-11$	$-0.809$	0.002	3	XV, XVII
170	29365	32.4	$+57.41$	5.7	(B9)	146	$-16$	$-0.798$	0.007	2	III, XV, XVIII, XIX
171	29371	32.5	$+43.55$	7.1	(B9)	117	$+8$	$-0.470$	0.000	4	XX
172	29487	33.5	$+48.07$	7.3	(B9)	128	$0$	$-0.518$	—	2	XVIII
173	29526	33.9	$+42.14$	5.7	B9(4)	125	$+2$	$-0.662$	0.004	1	XVIII
174	29721	35.8	$+70.45$	5.7	B8(2)	124	$+4$	$-0.720$	0.010	2	III, XVIII, XIX
175	29833	37.0	$+23.27$	7.4	(B9)	130	$-1$	$-0.388$	0.026	2	XVIII, XXI
176	30085	39.4	$+29.37$	6.1	(B8)	107	$+17$	$-0.797$	—	1	III
177	30122	39.7	$+12.14$	7.3	(B8)	145	$-13$	$-0.779$	0.010	2	I, XVI
178	30378	42.0	$+67.38$	7.1	(B9)	140	$-8$	$-0.608$	0.015	2	XX
179	30989	47.1	$+43.54$	7.2	(B8)	155	$-18$	$-0.554$	0.011	3	III, XVI, XIX
180	31014	47.3	$+43.54$	6.0	B8(2)	110	$+16$	$-0.303$	—	1	XVIII
181	31069	47.7	$+14.54$	5.7	(B9)	129	$+2$	$-0.732$	0.012	2	XVI
182	31373	50.2	$+14.54$	5.7	B9(3)	153	$-16$	$-0.917$	0.017	2	III

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
183	31764	$4^h 53^m.4$	$+14^0 24'$	$5^m.9$	(B8)	155°	-15°	$-0.683$	$\pm 0.012$	2	III, XIX
184	31806	53.7	$+27 09$	6.6	(B9)	143	-8	$-0.560$	0.007	2	XVI
185	32021	55.2	$+10 46$	6.6	(B9)	157	-17	$-0.628$	0.003	2	I, XVII
186	32036	55.3	$+31 38$	7.5	(B9)	140	-5	$-0.512$	0.017	2	XVII, XIX
187	32202	56.3	$+11 15$	6.9	(B8)	157	-17	$-0.697$	0.018	2	I, XVII
188	32457	58.3	$+49 55$	7.2	(B9)	126	+7	$-0.733$	0.004	2	XVII, XXI
189	32549	58.9	$+15 16$	4.6	B9(3)	154	-14	$-0.736$	0.018	2	IX, XIII
190	32595	59.2	$+13 10$	7.5	(B8)	156	-15	$-0.790$	0.015	2	IX, XIII
191	32633	59.5	$+33 47$	6.9	(B8)	139	-3	$-0.848$	0.010	2	XII
192	32653	59.7	$+50 09$	7.4	(B9)	126	+7	$-0.518$	—	1	XVII
193	32660	59.7	$+8 49$	7.4	(B9)	160	-17	$-0.819$	0.013	2	XII
194	32811	59.7	$+22 24$	7.0	(B9)	148	+9	$-0.513$	0.007	2	III, XIII
195	33459	05.3	$+44 19$	7.8	(B8)	131	+4	$-0.744$	—	1	XVII
196	33462	05.3	$+39 59$	7.2	(B8)	135	+2	$-0.707$	—	1	III
197	33482	05.9	$+44 27$	7.2	(B8)	131	+4	$-0.811$	—	1	XVII
198	33647	06.6	$+00 24$	6.6	(B9)	168	-20	$-0.828$	0.003	2	XII
199	34054	09.5	$+14 56$	7.3	(B9)	156	-12	$-0.455$	0.011	2	IX, XIII
200	34203	10.5	$+11 14$	5.5	B9(2)	159	-14	$-0.650$	0.025	2	XII
201	34317	11.5	$+1 50$	6.4	(B9)	168	-18	$-0.641$	0.022	2	III, XIII
202	34338	11.6	$+9 49$	7.5	(B8)	160	-14	$-0.758$	0.002	2	XII
203	34477	12.6	$+34 47$	6.9	(B8)	140	0	$-0.624$	0.002	2	XIX
204	34511	12.9	$-0 09$	7.4	(B9)	170	-19	$-1.019$	0.030	4	XVIII, XIX, XX
205	34635	13.9	$+42 24$	7.5	As(2)	133	+4	$-0.740$	—	1	XVIII
206	34762	14.7	$+27 51$	6.3	(B9)	146	-4	$-0.649$	0.013	3	IX, XVIII, XX
207	34886	15.6	$+70 08$	7.0	B8(2)	110	+20	$-0.626$	0.006	2	III, XIX
208	35008	16.5	$-1 39$	7.5	(B9)	171	-19	$-0.824$	0.001	2	IX, XX
209	35076	17.0	$+28 51$	6.4	B9(1)	145	-3	$-0.755$	0.003	2	III, XV
210	35079	17.0	$-3 03$	6.9	(B8)	173	-20	$-0.767$	0.011	2	XVIII, XIX
211	35239	18.2	$+31 03$	6.9	B9(4)	144	+6	$-0.646$	0.001	2	IX, XII
212	35544	20.4	$+43 17$	5.9	B9(2)	134	+6	$-0.640$	—	1	XVII
213	35548	20.4	$-0 38$	6.8	(B9)	171	-18	$-1.062$	0.014	3	XVII, XVIII
214	35600	20.8	$+30 07$	5.7	B9(7)	145	-1	$-0.508$	0.015	2	IX, XII
215	35640	21.1	$-5 37$	6.1	(B9)	176	-20	$-0.751$	0.022	2	XVII, XIX
216	35656	21.2	$+2 51$	6.4	(B9)	164	-14	$-0.671$	0.004	2	III, XIII
217	35673	21.3	$+6 47$	7.3	(B9)	168	-15	$-0.714$	0.004	2	XXI
218	35770	22.0	$+15 48$	5.5	B9(4)	157	-9	$-0.665$	0.002	2	XIII
219	35943	23.1	$+25 04$	5.4	B9(4)	149	-4	$-0.732$	0.007	2	XIII

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	m $\phi$	Спектр HD	I	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
220	35971	5h23m3	-0°04'	5m6	(B9)	171°	-17°	-0m.786	$\pm 0m.002$	2	XVIII
221	36038	23.9	-3 24	6.2	(B9)	174	-18	-0 626	0.001	2	XVIII
222	36104	24.2	+12 12	7.0	(B8)	160	-10	-0 940	0.014	2	IX, XIII
223	36113	24.3	+20 29	6.7	B7(3)	153	-6	-0 798	0.004	2	XII
224	36337	25.9	+14 51	6.5	B8(4)	158	-9	-0 479	0.001	2	XIII, XV
225	36468	26.8	+43 52	7.2	B9(3)	134	+7	-0 634	0.009	2	XVIII, XXI
226	36487	26.9	-7 08	7.4	(B8)	178	-19	-0 721	—	1	XVIII
227	36546	27.4	+24 33	6.9	(B8)	150	-3	-0 518	0.001	2	IX, XIII
228	36570	27.6	+64 06	6.0	(B9)	116	+18	-0 664	0.010	2	XVIII
229	36589	27.7	+20 24	6.0	(B8)	153	-5	-0 803	0.008	2	IX, XIII
230	36811	29.2	-1 59	7.0	(B9)	173	-16	-0 431	0.012	2	XVIII, XX
231	36881	29.7	+10 10	5.5	(B8)	162	-10	-0 535	0.004	3	XII
232	36916	29.9	-4 10	6 7	(B9)	175	-17	-0 973	—	1	XVIII
233	36975	30.2	+19 29	7.2	(B9)	155	-5	-0 652	0.001	3	XIII
234	37151	31.3	-7 28	7.2	(B9)	179	-19	-0 820	—	1	XVIII
235	37234	31.9	+4 42	7.5	(B9)	168	-13	-0 258	0.009	2	XII
236	37320	32.6	+7 29	5.6	(B8)	165	-11	-0 866	0.005	2	XIII
237	37330	32.7	+0 55	7.2	(B9)	171	-14	-0 855	—	1	XIX
238	37339	33.1	+37 56	6.9	(B9)	139	+5	-0 737	—	1	XX
239	37384	33.9	+37 55	7.3	(B9)	139	+5	-0 658	—	1	XX
240	37492	34.1	-8 31	6 7	(B9)	180	-18	-0 817	—	1	XVIII
241	37519	34.1	+31 18	5.9	(B8)	145	+2	-0 645	0.004	3	XIII
242	37526	34.1	-5 15	7.4	(B8)	177	+17	-0 930	0.013	2	XX
243	37606	34.6	+1 27	7.5	(B9)	171	-14	-0 915	—	1	XVIII
244	37641	34.9	-1 59	7.5	(B9)	174	-15	-0 868	—	1	XVIII
245	37753	35.8	+23 16	6.5	(B9)	152	-2	-0 947	0.010	3	XIII
246	37786	36.0	+9 09	7.3	(B8)	164	-10	-0 927	0.034	5	XIII, XVIII, XIX
247	37841	36.3	+41 05	7.1	(B8)	137	+7	-0 820	—	1	XVIII
248	37958	37.1	+2 19	6.6	(B8)	170	-13	-0 729	—	1	XIX
249	38108	38.2	+6 51	7.1	(B8)	166	-10	-0 790	0.001	2	XIII
250	38161	38.7	+26 18	7.2	(B9)	150	0	-0 772	0.014	2	XIII, XV
251	38179	38.8	+47 53	6.7	(B9)	131	+11	-0 586	0.010	2	XIX, XX
252	38258	39.4	+47 26	7.3	(B8)	132	+10	-0 605	0.008	2	XVIII, XIX
253	38270	39.5	+3 48	7.5	(B9)	169	-12	-0 608	0.014	2	XIII, XVI
254	38291	39.6	+6 19	7.2	(B8)	167	-10	-0 823	0.014	2	XIII, XVI
255	38478	41.0	+15 47	5.9	B8(2)	159	-5	-0 877	0.007	3	XII
256	38672	42.4	+12 23	6.4	B7(3)	163	-6	-0 862	0.004	2	XIII, XVI

№	HD	$\alpha_{1300}$	$\delta_{1000}$	m $\phi$	Свектр HD	l	b	C <sub>0</sub>	$\epsilon_0$	n	Периоды
257	38709	54.42m.6	+17 <sup>02</sup> 31	7m.5	(B9)	1588	-4 <sup>0</sup>	-0m.524	$\pm 0^m.005$	2	XIII, XVI
258	38757	42.9	-15 17	7 0	(B9)	187	-20 <sup>0</sup>	-0 865	-	1	XVII
259	38796	43.2	+21 06	7 2	(B9)	154	-2	-0 824	0 002	2	IX, XVI
260	38797	43.2	+11 57	7 8	(B8)	163	-7	-0 835	0 011	2	XII, XVI
261	38831	43.5	+58 55	6.0	B9(2)	122	+17	-0 730	0 008	2	XII
262	38856	43.6	+0 42	7.2	(B8)	173	-12	-0 900	-	1	XVIII
263	38899	43.9	+12 37	4 9	B9(2)	162	-7	-0 755	0 000	стандартная	XIII, XVI
264	39018	44.7	+18 00	7.5	(B9)	158	-3	-0 816	0 002	2	XIII, XVI
265	39082	45.1	+4 55	7.5	(B9)	169	-10	-0 649	0 005	2	XIII, XVI
266	39098	45.2	+14 25	6.6	(B9)	161	-5	-0 825	0 008	2	IX, XV
267	39114	45.3	+38 32	6.8	(B8)	140	+7	-0 651	0 006	2	XVIII
268	39227	46.0	+19 30	7.1	(B9)	157	-2	-0 823	0 006	2	XIII, XVI
269	39286	46.5	+19 50	6.0	(B9)	156	-2	-0 031	0 016	2	XIII, XVI
270	39317	46.7	+14 09	5.6	B9(2)	161	-5	-0 705	0 012	2	IX, XV
271	39319	46.7	-11 40	7.0	(B9)	184	-17	-0 181	-	1	XVII
272	39417	47.4	+20 17	6.5	(B9)	156	-2	-0 805	0 010	2	IX, XVI
273	39647	48.8	-5 43	6.8	(B9)	179	-14	-0 637	0 004	2	XVI, XIX
274	39662	48.9	+11 45	6.4	(B9)	164	-6	-0 602	0 005	2	III, XIII
275	39773	49.6	+5 51	6.7	(B9)	169	-8	-0 785	0 004	2	XIII, XVI
276	39970	50.9	+24 14	5.8	B9(4)	153	+1	-0 319	0 001	2	XIII
277	39985	51.0	+9 29	6.0	(B9)	166	-6	-0 732	0 008	2	XIII
278	40065	51.5	+24 36	7.3	(B8)	153	+2	-0 942	0 003	2	XIII, XVI
279	40316	52.9	+16 36	7.2	(B9)	160	-2	-0 611	0 001	2	XIII, XVI
280	40355	53.1	-15 25	6.9	(B8)	188	-17	-0 336	-	1	XVII
281	40571	54.6	+12 38	6.5	(B9)	164	-4	-0 723	0 016	2	XIII
282	40574	54.6	-1 27	6.4	(B9)	176	-11	-0 848	-	1	XIX
283	40589	54.7	+27 35	6.0	(B8p)	151	+4	-0 486	0 010	4	XIII, XVI, XIX
284	40681	55.3	+16 59	7.3	(B9)	160	-2	-0 674	0 004	3	XIII, XVI
285	40756	55.8	+13 06	7.5	(B8)	163	-3	-0 742	0 014	2	XIII, XVI
286	40836	56.3	+3 11	7.3	(B8)	172	-8	-0 747	0 007	3	XIII, XVI
287	40996	57.3	+26 32	6.9	(B8)	152	+4	-0 639	0 018	2	III, XIII, XV
288	41040	57.6	+19 41	5.1	(B8(2))	158	0	-0 909	0 004	3	XIII, XX
289	41075	57.8	+38 35	6.8	(B8)	141	+10	-0 877	0 016	2	XIII
290	41269	59.0	+33 56	6.1	(B9)	146	+7	-0 803	0 015	2	XIII, XIX
291	41375	59.7	+32 00	7.1	(B8)	147	+7	-0 663	0 000	2	XIII
292	41523	60.6	+36 16	6.8	(B9)	144	+9	-0 718	0 008	2	XIII
293	41600	61.1	+26 42	7.0	(B9)	152	+5	-0 800	0 002	2	IX, XIII

№	HD	$\alpha_{1000}$	$\delta_{1900}$	m $\phi$	Спектр	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
294	42035	6 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> .4	+ 8 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	6 <sup>m</sup> .4	(B9)	168 <sup>h</sup>	-	-0 <sup>m</sup> .758	$\pm 0m.008$	2	XIII, XVI
295	42180	04.2	+ 14 52	7.3	(B9)	163	-	-0.828	0.018	2	XIII, XVII
296	42216	04.4	+ 23 01	6.8	B9(3)	156	+	-0.794	0.025	3	XIII, XIX
297	42353	05.1	+ 20 56	6.7	(B9)	173	+	-0.795	-	1	XVIII
298	42400	05.4	+ 19 49	6.7	B7(3)	158	+	-0.640	-	1	XVI
299	42509	06.0	+ 19 49	5.7	(B9)	159	+	-0.729	0.002	4	IX, XIII
300	42551	06.2	- 7 16	7.5	(B8)	182	-	-0.826	-	1	XVIII
301	42657	06.8	- 4 38	6.0	(B9)	180	-	-0.799	0.014	2	XVIII
302	42758	07.4	+ 10 20	7.5	(B9)	160	+	-0.850	0.016	2	XVI, XVII, XIX
303	42770	07.5	+ 10 20	6.6	(B9)	167	+	-0.821	0.008	3	XVI
304	42783	07.6	+ 18 43	7.2	(B8)	135	+	-0.878	-	1	XVIII
305	42784	07.6	+ 18 43	6.2	(B8)	160	+	-0.882	0.010	3	IX, XIII
306	42849	07.9	- 13 36	7.4	(B9)	188	-	-0.482	-	1	XVI
307	42881	08.1	- 8 42	6.7	(B9)	184	-	-0.803	-	1	XVII
308	43044	09.0	+ 14 38	6.8	B9(2)	164	0	-0.695	0.005	2	XIII, XVI
309	43066	09.1	- 7 13	6.7	(B9)	183	-	-0.830	-	1	XVIII
310	43113	09.4	+ 2 20	7.2	(B9)	174	-	-0.919	0.003	2	XVI, XIX
311	43153	09.6	+ 16 11	5.3	B8(4)	162	+	-0.904	0.011	2	IX, XVI
312	43228	10.0	+ 30 09	6.8	(B9)	150	+	-0.808	0.010	2	XVI, XVII
313	43247	10.1	+ 12 35	5.3	B9(4)	165	+	-0.708	0.015	2	XIII
314	43251	10.1	- 8 47	7.0	(B8)	184	-	-0.850	-	1	XVII
315	43353	10.7	+ 40 13	7.5	(B9)	141	+	-0.752	0.034	2	XVIII, XIX
316	43362	10.7	- 9 00	6.0	(B9)	185	+	-0.836	-	1	XVII
317	43443	11.1	+ 0 02	7.3	(B8)	177	-	-0.926	-	1	XVIII
318	43445	11.1	- 13 41	5.0	(B9)	189	-	-0.773	-	1	XVI
319	43461	11.2	+ 1 06	6.4	(B8)	176	-	-0.822	-	1	XVIII
320	43496	11.4	+ 15 53	7.2	(B9)	162	+	-0.894	0.016	2	IX, XVI
321	43526	11.6	+ 7 06	6.4	(B8)	170	+	-0.950	0.007	2	XIII
322	43583	11.9	+ 14 05	6.5	(B9)	164	+	-0.714	0.002	2	XIII
323	43607	12.0	+ 19 30	7.5	(B9)	160	+	-0.754	0.010	2	IX, XVII, XVI, XIX
324	43819	13.2	+ 23 19	6.1	(B8)	162	+	-0.870	0.019	4	III
325	43836	13.3	+ 17 21	7.0	B9(3)	156	+	-0.144	0.001	2	XVI
326	43861	13.4	- 19 09	6.6	(B9)	194	-	-0.999	-	1	XVII
327	44037	14.4	- 8 32	6.0	(B9)	184	-	-0.757	-	1	XVII
328	44050	14.5	+ 25 14	7.1	(B9)	155	+	-0.701	0.004	2	IX, XVI
329	44109	14.9	+ 7 45	6.7	(B9)	170	+	-0.752	0.003	2	XIII, XIX
330	44171	15.3	+ 21 11	7.1	(B8)	158	+	-0.864	0.004	2	IX

№	HD	$\alpha_{1000}$	$\delta_{1000}$	m ф	Спектр	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
331	44182	6415 <sup>m</sup> .3	-17 <sup>0</sup> 29'	7 <sup>m</sup> .2	(B8)	193 <sup>0</sup>	-13 <sup>0</sup>	-0 <sup>m</sup> .775	—	1	XVIII
332	44720	18.1	-3 28	7.0	(B8)	180	-6	-0.942	—	1	XVI
333	44756	18.4	-4 39	6.4	(B9)	182	-7	-0.534	—	1	XVI
334	44782	18.6	+9 13	7.2	(B9)	169	0	-0.841	± 0 <sup>m</sup> .001	3	XVI
335	44832	18.9	+44 47	7.8	(B9)	138	+16	-0.409	0.021	2	XVIII, XX
336	44904	19.3	+17 03	6.8	(B9)	163	+4	-0.806	0.014	2	III
337	44907	19.3	+4 15	7.5	(B9)	174	2	-0.850	0.008	2	XVI, XVII
338	44948	19.5	-1 22	6.5	(B8)	179	-5	-0.901	—	1	XIX
339	44953	19.5	-19 44	6.3	(B8)	195	-13	-1.111	—	1	XIX
340	44986	19.8	+10 52	7.5	(B8)	168	+1	-0.818	0.009	1	IX, XIX
341	44996	19.8	-12 55	5.9	(B8)	189	-10	-0.925	—	1	XVI
342	45105	20.4	+47 28	6.3	(B9)	135	+17	-0.715	—	1	XX
343	45137	20.6	+3 19	6.7	(B9)	176	-3	-0.672	—	1	XVIII
344	45180	20.9	+15 35	7.2	(B9)	164	+3	-0.728	0.003	2	XVI, XIX
345	45530	22.9	+5 21	7.2	(B9)	173	-1	-0.752	0.001	2	IX, XVII
346	45563	23.1	+1 58	6.3	(B9)	176	-3	-0.685	—	1	IX, XVII
347	45566	23.1	-15 14	7.3	(B8)	192	-11	-0.915	—	1	XVII
348	45622	23.4	+41 28	6.6	(B8)	141	+15	-0.828	—	1	XIX
349	45629	23.4	-13 06	6.9	(B8)	190	-10	-0.740	—	1	XIX
350	45627	23.4	+9 06	6.5	B9(2)	170	+1	-0.519	0.009	2	XVI
351	45699	25.1	+32 14	6.9	(B9)	150	+12	-0.785	0.018	2	IX, XIX
352	45916	25.2	-16 57	7.0	(B9)	194	-11	-0.859	—	1	XIX
353	46016	25.8	+46 34	6.7	(B8)	136	+18	-0.732	—	1	XIX
354	46035	25.9	-14 53	6.7	(B8)	192	-10	-0.489	—	1	XVII
355	46075	26.1	+11 52	6.4	(B8)	168	+2	-0.896	0.011	2	IX, XVI
356	46138	26.5	+2 05	7.5	(B9)	177	-2	-0.840	—	1	XVIII
357	46179	26.8	+6 06	7.6	(B9)	173	0	-0.724	0.013	2	IX, XVII
358	46300	27.5	+7 24	4.5	As(5)	172	0	-0.692	0.012	2	IX, XVII
359	46593	29.2	+16 51	7.5	(B9)	164	+6	-0.903	0.001	2	IX, XVII
360	46883	30.7	+4 35	6.4	(B9)	175	+0	-0.794	0.013	3	XIII
361	47046	31.6	+41 40	6.8	(B8)	141	+17	-0.612	—	1	XIX
362	47104	31.9	+18 29	7.4	(B8)	163	+7	-0.824	0.009	2	IX, XVI
363	47257	32.6	+2 21	7.2	(B9)	177	0	-0.636	—	1	XIX
364	47395	33.3	+28 21	5.8	B8(3)	154	+12	-0.900	0.010	2	IX, XVII
365	47431	33.5	+4 47	6.5	B9(2)	175	+1	-0.825	0.013	3	IX, XVII
366	47756	35.1	+6 28	6.4	(B9)	174	+2	-0.934	0.010	3	IX, XVII
367	47964	36.0	+0 36	5.6	B8(2)	179	-1	-0.848	0.008	2	XIX

№	HD	$\alpha_{1500}$	$\delta_{1500}$	$m_{\phi}$	Спектр	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
368	48007	$6^h 36.2$	$+29^m 28^s$	7.4	(B9)	152°	$+13^0$	$-0.682$	$\pm 0.010$	2	IX, XVII
369	48106	36.6	$-7^m 04^s$	6.8	(B8)	186	$-4$	$-0.829$	—	1	XVIII
370	48287	37.5	$-15^m 54^s$	6.8	(B9)	194	$-8$	$-0.809$	0.017	3	XVII
371	48807	40.1	$+0^m 04^s$	6.9	(B8)	130	0	$-0.504$	—	1	XX
372	48864	40.4	$+18^m 57^s$	6.8	(B9)	163	$+9$	$-0.770$	0.014	2	IX, XIII, XVI
373	49013	41.3	$+17^m 13^s$	7.4	(B9)	165	$+8$	$-0.904$	0.004	3	IX, XIII, XVI
374	49014	41.3	$+10^m 50^s$	7.4	(B9)	171	$+5$	$-0.796$	0.036	2	IX, XVII
375	49366	43.0	$+20^m 40^s$	7.4	(B8)	162	$+10$	$-0.897$	0.003	2	IX, XIII
376	49406	43.2	$+22^m 25^s$	7.1	(B9)	160	$+11$	$-0.604$	0.000	2	IX, XIII
377	49573	43.9	$-12^m 44^s$	6.8	(B8)	192	$-5$	$-0.949$	—	1	XVII
378	49606	44.1	$+16^m 19^s$	5.6	B8(4)	166	$+8$	$-0.955$	0.005	3	IX, XIII
379	49711	44.7	$+6^m 22^s$	7.5	(B8)	175	$+4$	$-0.811$	0.001	2	IX, XIII
380	50316	47.6	$+32^m 38^s$	6.9	(B9)	151	$+16$	$-0.645$	0.013	2	III, IX
381	50343	47.7	$+10^m 43^s$	7.4	(B9)	162	$+7$	$-0.856$	0.008	3	IX, XIII, XVI
382	50634	49.0	$+21^m 41^s$	6.8	(B9)	156	$+14$	$-0.823$	0.008	2	IX, XVI
383	50816	49.7	$+27^m 25^s$	7.0	(B9)	164	$+11$	$-0.799$	0.015	3	IX, XVI
384	50951	50.3	$+18^m 56^s$	7.4	(B9)	172	$+7$	$-0.885$	0.007	3	IX, XIII
385	51104	50.9	$+10^m 05^s$	5.8	(B8)	158	$+15$	$-0.940$	0.020	2	IX, XVI
386	51688	53.3	$+7^m 27^s$	6.3	(B8)	175	$+7$	$-0.922$	0.005	2	XII
387	51892	54.0	$+15^m 41^s$	6.6	(B8)	168	$+10$	$-0.962$	0.017	1	IX, XIII
388	52037	54.6	$+17^m 07^s$	7.5	(B9)	166	$+11$	$-0.741$	—	2	XII
389	52124	54.9	$+2^m 04^s$	6.6	(B8)	180	$+4$	$-0.977$	0.006	2	XIX
390	52206	55.2	$+4^m 43^s$	7.4	(B9)	178	$+6$	$-0.714$	0.003	2	IX, XVI
391	53202	59.1	$+1^m 38^s$	6.4	(B9)	181	$+5$	$-1.061$	—	1	III
392	53205	59.1	$+14^m 37^s$	6.7	(B8)	169	$+11$	$-0.909$	0.009	3	III, XVI
393	53416	59.9	$+17^m 54^s$	7.1	(B9)	166	$+13$	$-0.888$	0.002	2	IX, XIII
394	53588	7 00.5	$+28^m 21^s$	6.2	B9(2)	156	$+17$	$-0.845$	0.021	4	IX, XIII, XVI
395	53744	01.1	$+5^m 04^s$	5.9	B8(2)	178	$+7$	$-0.955$	0.008	1	XIX
396	53929	01.8	$+9^m 33^s$	7.5	(B9)	174	$+10$	$-0.623$	—	1	III
397	54851	05.4	$+24^m 53^s$	6.6	A0(2)	160	$+17$	$-0.694$	—	1	XIX
398	55579	08.4	$+20^m 02^s$	7.5	(B9)	165	$+16$	$-0.864$	—	1	XIX
399	55919	09.9	$+31^m 09^s$	6.0	B9(2)	155	$+20$	$-0.690$	0.003	2	IV, XIX
400	56386	11.7	$+6^m 51^s$	6.4	(B9)	178	$+10$	$-0.892$	0.003	3	XVII, XIX
401	56446	11.9	$+1^m 03^s$	6.8	(B9)	184	$+8$	$-0.677$	0.004	2	III, XVI
402	57275	15.4	$-5^m 43^s$	6.4	B8(3)	189	$+5$	$-0.843$	—	1	XIX
403	57539	16.6	$+0^m 22^s$	6.0	B9(3)	184	$+8$	$-0.801$	0.019	2	III, XVI
404	57608	16.9									



№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр	I	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
405	57704	$7^h 17.3$	$+17^{\circ} 36'$	$7.4$	(B9)	1680	$+160$	$-0.727$	$m$	1	XVIII
406	57733	$17.4$	$-0.04$	$6.7$	(B9)	184	$+8$	$-0.735$	$\pm 0.004$	2	III, XVI
407	58599	$21.2$	$+11.12$	$6.3$	(B8)	175	$+14$	$-0.923$	$0.002$	2	XVIII, XIX
408	58647	$21.4$	$-13.58$	$6.7$	(B9)	198	$+2$	$-0.876$	—	1	XVIII
409	58715	$21.7$	$+8.29$	$3.0$	B8(10)	177	$+13$	$-0.811$	—	1	XX
410	58729	$21.8$	$+15.30$	$7.0$	B9(2)	171	$+16$	$-0.653$	—	1	XX
411	59136	$23.5$	$-22.39$	$5.5$	(B8)	205	—	$-0.901$	$0.007$	2	III
412	59538	$25.3$	$+5.28$	$7.5$	(B9)	180	$+12$	$-0.628$	$0.002$	2	XVIII, XIX
413	60355	$29.0$	$+12.31$	$7.4$	(B9)	174	$+16$	$-0.667$	—	1	XVIII
414	61037	$32.2$	$+14.34$	$6.6$	(B9)	173	$+18$	$-0.769$	$0.011$	3	III, XVI
415	61038	$32.2$	$+14.17$	$6.6$	(B9)	173	$+18$	$-0.680$	$0.002$	2	III, IV
416	61093	$32.5$	$+2.09$	$6.8$	(B9)	184	$+13$	$-0.746$	$0.017$	3	XVI, XVII
417	61273	$33.4$	$+8.12$	$7.2$	(B9)	179	$+16$	$-0.316$	—	1	XIX
418	61275	$33.4$	$+0.44$	$6.9$	(B9)	186	$+12$	$-0.799$	$0.015$	3	XVI, XVII
419	62832	$40.8$	$+11.00$	$5.3$	B9(4)	177	$+18$	$-0.598$	—	1	XVII
420	63112	$42.1$	$-12.26$	$6.4$	(B9)	198	$+8$	$-0.687$	$0.009$	2	XVI
421	63161	$42.4$	$+7.36$	$7.5$	(B9)	180	$+8$	$-0.843$	—	1	XVII
422	63655	$44.9$	$-13.06$	$6.1$	(B9)	199	$+17$	$-0.893$	—	1	XVI
423	65241	$52.7$	$+7.29$	$6.3$	(B9)	182	$+20$	$-0.732$	$0.014$	3	XVI, XXI
424	65396	$53.4$	$+5.54$	$6.8$	(B9)	183	$+19$	$-0.786$	$0.015$	2	XIX
425	66956	$8^h 00.7$	$-9.50$	$6.9$	(B9)	199	$+13$	$-0.700$	—	1	XVIII
426	67140	$01.5$	$-19.36$	$6.8$	(B9)	207	$+8$	$-0.943$	—	1	XVIII
427	67725	$04.2$	$-11.03$	$6.2$	(B9)	200	$+13$	$-0.612$	$0.010$	2	XVII
428	67835	$04.7$	$-15.17$	$7.2$	(B8)	203	$+11$	$-0.924$	$0.005$	2	XVIII, XIX
429	68292	$06.6$	$-18.41$	$7.5$	(B9)	207	$+9$	$-0.956$	—	1	XVII
430	69502	$12.2$	$-3.03$	$6.6$	(B8)	194	$+19$	$-0.769$	$0.009$	2	XVII, XVIII
431	71072	$20.3$	$-12.26$	$6.8$	(B8)	203	$+16$	$-0.987$	$0.001$	2	XVIII, XIX
432	146029	$16^h 09.0$	$-22.08$	$7.3$	(B9)	321	$+19$	$-0.536$	$0.021$	6	VI, X, XIII, XIV
433	146416	$11.1$	$-21.03$	$6.3$	(B9)	322	$+19$	$-0.671$	$0.021$	5	VI, XIII, XIV
434	152655	$49.6$	$-21.25$	$7.0$	(B8)	327	$+12$	$-0.565$	$0.017$	3	V, XIV
435	152909	$51.2$	$-19.22$	$7.0$	(B8)	329	$+13$	$-0.678$	$0.016$	2	V, XI
436	153759	$56.2$	$-6.35$	$7.2$	(B9)	341	$+19$	$-0.554$	$0.007$	4	V, VI, XIII, XIV
437	154204	$58.9$	$-20.21$	$6.0$	B8(4)	330	$+11$	$-0.818$	$0.019$	4	V, VI, XI, XIV
438	154293	$59.5$	$-21.56$	$7.3$	(B8)	328	$+10$	$-0.702$	$0.032$	3	VI, XIV
439	155095	$17^h 04.4$	$-19.19$	$7.0$	(B8)	332	$+11$	$-0.754$	$0.012$	4	V, VI, XI, XIV
440	157841	$20.6$	$-6.30$	$6.8$	(B9)	345	$+14$	$-0.372$	$0.003$	4	V, VI, XI
441	159358	$29.2$	$-11.10$	$5.5$	B8(2)	342	$+10$	$-0.692$	$0.010$	6	III, V, XIII, XIV

№.	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	$m_{\phi}$	Спектр	l	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
442	159376	$17^{\circ} 29.3$	$-21^{\circ} 58'$	$6.8$	AO(3)	335	$+4^{\circ}$	$-0.763$	$\pm 0.022$	4	VI, XI, XIII, XIV
443	159545	$30.2$	$-249$	$7.4$	(B9)	349	$+14$	$-0.500$	$0.014$	2	VI
444	159975	$32.4$	$-803$	$4.6$	B8(3)	345	$+11$	$-0.573$	$0.005$	4	III, XI
445	161573	$41.2$	$-535$	$6.6$	(B8)	358	$+16$	$-0.824$	$0.019$	3	III, V, XI
446	161603	$41.4$	$-542$	$7.2$	(B9)	358	$+16$	$-0.818$	$0.011$	3	V, VI, XI
447	161677	$41.8$	$-543$	$6.9$	(B8)	358	$+16$	$-0.819$	$0.005$	2	VI, XI
448	161701	$41.9$	$-1442$	$6.0$	(B9)	340	$+5$	$-0.733$	$0.005$	2	VI, XI
449	162028	$43.8$	$-544$	$7.3$	(B9)	359	$+15$	$-0.771$	$0.012$	4	V, VII, XI, XIV
450	162954	$48.6$	$-453$	$7.3$	(B8)	338	$+14$	$-0.762$	$0.005$	3	VI, VII
451	164165	$54.8$	$-1259$	$7.3$	(B8)	343	$+4$	$-0.288$	$0.001$	2	VI, XI
452	164353	$53.6$	$-256$	$3.8$	B5(11)	357	$+11$	$-0.861$	$0.008$	9	VI, XI
453	164432	$56.0$	$-616$	$6.0$	B3(3)	0	$+13$	$-1.023$	$0.013$	2	VI, XIV
454	164447	$56.1$	$-1931$	$6.4$	B9(2)	13	$+18$	$-0.829$	$0.009$	4	III, XI
455	164577	$56.7$	$-2255$	$4.5$	AO(4)	356	$+10$	$-0.594$	$0.013$	3	VI, VII, XV
456	164900	$58.3$	$-1721$	$6.1$	B4(2)	15	$+19$	$-0.937$	$0.006$	3	I, VI, XIV
457	164945	$58.5$	$-1945$	$7.3$	(B9)	340	$+1$	$-0.380$	$0.017$	3	VII, XI, XIV
458	165202	$59.7$	$-820$	$6.8$	(B9)	338	$-1$	$-0.503$	$0.022$	3	VII, XI, XIV
459	165402	$03.8$	$-1852$	$5.7$	B7(4)	348	$+5$	$-0.487$	$0.016$	4	I, XIV
460	166052	$06.1$	$-514$	$6.6$	(B8)	339	$-1$	$-0.674$	$0.017$	3	VII, XI, XIV
461	166563	$07.7$	$-247$	$6.5$	(B9)	351	$+8$	$-0.565$	$0.008$	2	VI, VII
462	166917	$07.8$	$-2105$	$4.0$	(B8)	338	$-3$	$-0.504$	$0.006$	4	III, XII, XIV
463	166937	$10.1$	$-1739$	$7.2$	(B8)	342	$-2$	$-0.660$	$0.014$	2	VII
464	167433	$13.2$	$-1151$	$7.0$	(B8)	8	$+11$	$-0.983$	$0.012$	2	VI, VII
465	168131	$13.5$	$-506$	$6.5$	(B9)	1	$+9$	$-0.560$	$0.015$	2	VII
466	168202	$13.8$	$-1256$	$6.5$	(B8)	8	$+12$	$-0.689$	$0.002$	2	VI, VII
467	168271	$14.6$	$-1230$	$7.3$	(B8)	18	$+11$	$-1.028$	$0.012$	2	VI, VII
468	168440	$16.5$	$-2245$	$6.7$	(B9)	352	$+15$	$-0.861$	$0.005$	3	I, VI, VII
469	168795	$16.6$	$-2856$	$6.5$	(B8)	24	$+16$	$-0.997$	$0.005$	4	III, VIII, XII, XIV
470	168812	$16.8$	$-732$	$6.9$	B8(2)	356	$+2$	$-0.588$	$0.007$	2	VII
471	168856	$17.2$	$-115$	$7.1$	(B9)	356	$+4$	$-0.588$	$0.021$	2	VI, VII
472	168932	$17.6$	$-2127$	$6.6$	(B8)	17	$+15$	$-0.920$	$0.014$	3	II, VI, VII
473	169031	$17.6$	$-1203$	$5.7$	B8(3)	347	$-1$	$-0.732$	$0.010$	3	I, XI, XIV
474	169033	$18.7$	$-1439$	$6.7$	(B9)	11	$+11$	$-0.762$	$0.003$	2	VI, XI
475	169247	$20.2$	$-502$	$6.5$	(B9)	2	$+7$	$-0.691$	$0.020$	2	VI, VIII
476	169378	$21.4$	$-1455$	$6.4$	(B9)	11	$+11$	$-0.735$	$0.014$	2	VI, XI
477	169820	$22.1$	$-1751$	$6.0$	B8(3)	342	$-4$	$-0.722$	$0.009$	3	VI, VII, XI
478	169990										

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	m <sub>φ</sub>	Спектр	l	b	C <sub>0</sub>	σ <sub>0</sub>	n	Периоды
479	170200	18° 23.1	+ 6° 08'	5.6	B8(3)	3	+ 7	-0.797	±0.009	6	I, VI, XI
480	170562	25.0	+17 55	6.8	(B9)	14	+12	-0.869	0.001	2	VIII, XIII
481	170680	25.6	-18 28	5.2	AO(4)	342	- 6	-0.606	0.011	3	VI, VII, XI
482	170795	26.2	- 0 33	7.0	(B8)	358	+ 3	-0.820	0.001	3	XII, XIV
483	170935	26.9	+ 7 10	7.3	(B8)	5	+ 6	-0.504	0.010	4	VI, XIII, XIV
484	170986	27.2	+28 26	7.4	(B9)	24	+15	-0.806	0.000	4	VI, XIII
485	171247	28.6	+ 8 12	6.2	B8(2)	6	+ 6	-0.772	0.002	2	VI, XII
486	171301	29.0	+30 29	5.3	B9(5)	26	+16	-0.848	0.007	6	I, III, XIII
487	171554	30.4	-14 08	7.2	(B9)	346	- 4	-0.434	0.009	2	VII
488	171948	32.4	+22 01	6.6	(B9)	19	+12	-0.548	0.004	2	VII, XIV
489	171957	32.4	-14 06	6.4	(B9)	347	- 5	-0.474	0.010	4	I, III
490	172044	32.9	+33 23	5.4	B9(4)	30	+16	-0.904	0.004	6	VI, VII, VIII,
491	172046	32.9	+ 5 47	6.6	(B8)	4	+ 4	-0.742	0.022	3	VII
492	172397	34.9	+20 25	7.4	(B8)	18	+10	-0.712	0.002	2	VII
493	172421	35.0	+20 50	7.5	(B9)	18	+11	-0.780	0.001	2	VII
494	172650	36.3	+26 02	6.7	(B9)	23	+13	-0.617	0.011	2	VI, XIII
495	172696	36.5	-20 24	6.9	(B9)	341	- 9	-0.431	0.018	3	VI, XIII, XIV
496	173169	38.9	+36 27	7.2	(B9)	33	+16	-0.732	0.014	3	VI, VII, XIV
497	173170	38.9	+28 12	7.5	(B9)	25	+13	-0.788	0.003	3	VIII, XIII
498	173171	38.9	+19 22	7.1	(B9)	17	+ 9	-0.657	0.014	3	XI, XIV
499	173320	39.5	-11 34	6.9	(B8)	350	- 5	-0.488	0.014	3	VII, XIII, XV
500	173370	39.8	+ 1 57	4.9	B8(6)	2	+ 1	-0.787	0.000	3	Стандартная
501	173371	39.8	- 0 29	6.8	(B9)	0	0	-0.784	0.017	2	XI, XIII
502	173689	41.5	+34 55	7.1	(B9)	32	+15	-0.709	0.020	4	VI, XIII, XIV
503	173761	41.9	+36 28	6.9	(B9)	33	+16	-0.687	0.003	4	VI, VII
504	173787	42.0	-20 22	7.0	(B9)	342	-10	-0.501	0.011	2	VII, XIII
505	173922	42.9	+15 24	5.2	(B9)	14	+ 6	-0.638	0.006	2	XIII, XIV
506	173936	43.0	+41 20	7.9	(B9)	38	+18	-0.916	0.024	4	III, XII, XIV, XV
507	173952	43.1	+13 20	7.1	(B9)	13	+ 6	-0.664	0.020	3	VI, VIII, XIII
508	173983	43.2	+11 04	7.3	(B9)	10	+ 4	-0.750	0.011	2	VII, XI
509	174260	44.6	+36 58	7.1	(B8)	34	+16	-0.927	0.002	2	VI, VII
510	174345	45.0	-20 25	7.3	(B9)	33	+15	-0.821	0.004	2	VI, VII
511	174403	45.2	+31 31	7.1	(B9)	342	-10	-0.598	0.013	2	XIV, XV
512	174567	46.0	+29 42	6.5	(B9)	29	+13	-0.648	0.014	2	III, VII
513	174586	46.1	+16 30	6.8	(B8)	27	+12	-0.684	0.010	2	VII, XIII
514	174801	47.2	-16 30	6.8	(B9)	346	-10	-0.444	0.019	3	VI, VII, XIV
515	174853	47.5	+13 51	6.1	B9(2)	13	+ 5	-0.757	0.012	2	VI, VIII

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
516	174933	18 48.0	+21° 18'	5.3	AO(5)	20°	8°	$^{m}_{-0.855}$	$^{m}_{\pm 0.015}$	3	I, XII
517	175055	48.5	+45 00	7.2	(B9)	42	+18	-0.826	0.016	2	VII
518	175132	48.9	+41 16	6.2	(B9)	38	+16	-0.839	0.006	3	I, VII
519	175250	49.4	-10 38	6.8	(B9)	352	-7	-0.512	0.001	3	VII, XIII
520	175334	49.8	+13 16	7.0	(B9)	13	+4	-0.571	0.010	2	VII, XIII
521	175428	50.2	+15 13	7.0	(B9)	15	+5	-0.738	0.012	2	VII, XIII
522	175623	51.1	-15 00	7.1	(B9)	348	-9	-0.374	0.010	2	VII, XII
523	175744	51.7	+17 52	6.4	(B9)	17	+6	-0.859	0.011	5	VIII, XII, XIV
524	175869	52.3	+5 47	5.6	(B9)	4	-2	-0.692	0.006	4	VI, XII, XV
525	176076	53.4	-12 58	7.3	B8(3)	356	-6	-0.477	0.010	3	VII, XI, XII
526	176162	53.8	+24 34	5.2	B7(6)	350	-9	-0.861	0.010	5	VI, XIII
527	176212	54.1	+19 39	7.4	(B9)	23	+8	-0.511	0.011	2	VI, XIII
528	176301	54.5	+32 33	6.2	(B8)	19	+6	-0.831	0.012	3	VI, XII, XIII
529	176437	55.2	+19 21	7.4	B9(9)	31	+12	-0.718	0.005	5	VI, XII, XIII
530	176438	55.2	+42 52	7.5	(B8)	19	+6	-0.747	0.016	3	VI, XII, XIV
531	176669	56.3	+20 01	7.2	(B8)	40	+16	-0.729	0.018	4	VII, VIII, XV, XIX
532	176803	56.9	+12 24	6.6	(B9)	20	+6	-0.701	0.019	4	VIII, XIII
533	176873	57.2	+44 14	7.4	(B9)	13	+2	-0.649	0.006	2	III, XII
534	177152	58.4	+25 41	6.9	(B8)	42	+16	-0.742	0.002	2	VII, XIII
535	177347	59.2	-15 49	5.9	(B8)	25	+8	-0.860	0.005	3	VI, VII, XIII
536	177517	59.9	+27 10	7.0	B9(3)	348	-12	-0.763	0.004	3	VI, XII, XIII
537	177595	00.3	+13 43	3.0	(B9)	26	+8	-0.709	0.007	2	VII, XIII
538	177724	00.8	+11 07	7.5	B9(9)	14	+2	-0.615	0.002	6	III, XI
539	177725	00.9	-5 02	3.5	B9(6)	12	+1	-0.553	0.006	3	VII, XIII
540	177756	01.1	-16 23	5.9	(B8)	358	-7	-0.834	0.008	3	VI, VII, XIII
541	177817	01.2	+43 43	6.8	(B9)	348	-12	-0.769	0.006	3	VII, XIII
542	177829	01.3	-18 54	6.3	(B8)	42	+15	-0.638	0.010	2	VI, XII
543	177863	01.4	-1 30	6.7	(B8)	345	-14	-0.796	0.000	2	VII, XIII
544	177880	01.5	-17 23	7.3	(B8)	1	-5	-0.650	0.000	2	VII, XIII
545	177913	01.6	+45 45	6.8	(B8)	347	-13	-0.778	0.038	2	VI, VII, XV
546	177931	02.1	+0 30	6.4	(B9)	44	+16	-0.584	0.033	3	VI, XV, XX
547	178065	02.3	+12 55	6.0	(B8)	3	-5	-0.691	0.001	4	VIII, XII
548	178125	03.8	+14 17	6.7	B8(5)	12	0	-0.828	0.005	4	I, III, VIII, XII
549	178512	04.0	-0 36	6.3	(B8)	14	+1	-0.750	0.016	2	XII, XV
550	178568	04.7	+30 24	6.7	(B8)	15	+2	-0.843	0.020	4	XII, XV
551	178744	05.5		6.3	(B8)	2	+6	-0.843	0.001	2	VIII, XIII
552	178947			6.7	(B9)	30	+9	-0.829	0.014	3	III

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	m $\phi$	Спектр	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
553	179124	19 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 2	+ 5 06'	6.9	(B9)	8°	- 3°	-0.651	$\pm 0.009$	2	VII, XIII
554	179218	06.6	+15 37	7.1	(B9)	17	+ 2	-0.474	0.009	2	VI, VII
555	179309	07.0	+23 19	6.8	(B9)	24	+ 5	-0.587	0.008	3	VIII, XIII
556	179343	07.1	+ 2 27	6.7	(B9)	5	- 5	-0.592	0.007	3	XII, XIII
557	179394	07.3	+42 26	7.3	(B9)	41	+14	-0.848	0.012	4	VII, XIII, XV
558	179395	07.3	+41 50	7.1	(B9)	40	+14	-0.630	0.016	4	VII, XIII, XV
559	179478	07.6	-22 45	7.3	(B9)	342	-16	-0.717	0.011	3	XIII, XV, XX
560	179588	08.1	+16 40	6.4	B9(2)	18	+ 1	-0.758	0.003	2	VI, VII
561	179761	08.7	+ 2 07	5.0	B8(5)	5	- 5	-0.852	0.004	4	I, III, XIII
562	180124	10.2	+24 50	7.1	(B8)	25	+ 5	-0.892	0.018	4	VIII, XIII
563	180125	10.2	+10 14	7.0	(B8)	13	- 2	-0.768	0.013	2	VIII, XIII
564	180214	10.6	+34 02	7.4	(B9)	34	+10	-0.823	0.001	2	VI, XIII
565	180316	11.0	+27 46	6.6	(B8)	23	+ 6	-0.897	0.013	5	III, XIII, XV
566	180553	11.9	+27 17	6.3	(B9)	28	+ 6	-0.923	0.018	3	XIII, XV
567	180613	12.1	+31 04	6.7	(B9)	31	+ 8	-0.959	0.021	2	III
568	180699	12.4	-19 03	7.2	(B9)	346	-16	-0.748	0.004	3	VI, VII, XIII
569	181440	15.4	- 1 04	5.4	B9(4)	3	- 8	-0.764	0.012	4	VI, XIII, XV
570	181558	15.8	+19 25	6.7	(B8)	346	-17	-0.919	0.011	3	VI, VII, XIII
571	181750	16.6	+31 55	6.6	(B9)	32	+ 7	-0.944	0.011	4	III, XII
572	181751	16.6	+22 01	6.5	(B8)	24	+ 3	-0.802	0.007	2	VIII, XV
573	181799	16.8	+60 46	7.0	(B9)	59	+20	-0.829	0.013	2	XIII, XV
574	181828	16.9	+35 00	6.2	(B8)	35	+ 9	-0.870	0.004	2	VI, XIII
575	182110	18.0	-17 23	6.9	(B9)	348	-16	-0.593	0.019	2	VI, VII
576	182255	18.7	+26 04	4.8	B7(7)	27	+ 4	-0.955	0.008	6	III, XII, XIII
577	182578	20.2	-21 44	7.5	(B8)	346	-18	-0.722	0.001	2	III, XIII
578	182618	20.4	+27 53	6.3	(B8)	29	+ 5	-0.916	0.013	4	III, XIII
579	182645	20.5	-15 15	5.6	B8(2)	351	-16	-0.732	0.014	2	VII
580	182691	20.8	+50 05	6.3	B8(2)	49	+15	-0.813	0.007	2	XIII, XV
581	182865	21.6	+25 54	7.2	(B8)	28	+ 4	-0.552	0.023	4	VI, VII, XIV, XVI
582	182919	21.9	+19 54	5.7	AO(4)	22	+ 0	-0.662	0.003	2	VI, VII, XIII
583	183142	23.0	+44 48	6.7	(B8)	44	+12	-1.046	0.018	3	VI, VII
584	183227	23.4	+ 2 43	5.9	B8(2)	8	- 8	-0.778	0.004	3	VI, XII, XIII
585	183339	24.0	+57 49	6.4	(B8)	57	+18	-0.601	0.007	3	I, XV
586	183383	24.2	+42 01	7.4	AO(2)	42	+11	-0.612	0.009	2	XVI, XX
587	183794	26.1	- 2 19	6.7	(B8)	4	+13	-0.612	0.004	3	VII
588	184215	28.3	+48 22	7.2	(B8)	48	+13	-0.929	0.014	3	VIII, XIII
589	184606	30.2	+19 33	4.8	B8(5)	23	+ 1	-0.890	0.004	4	III, XII

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
590	184740	$19^h 30^m 8$	$+21^{\circ} 57'$	$7.1$	(B9)	$25^{\circ}$	$+0^{\circ}$	$-0.738$	$\pm 0.006$	3	I, VI, VII
591	184788	$31.0$	$+41^{\circ} 03'$	$7.1$	AO(2)	42	$+9$	$-0.734$	0.001	2	III, XIII
592	184890	$31.4$	$-13^{\circ} 24'$	$7.0$	(B9)	354	$-17$	$-0.612$	0.007	3	VIII
593	184930	$31.6$	$-1^{\circ} 31'$	$4.2$	B6(6)	5	$-12$	$-0.938$	0.031	4	III, VII, XIV
594	184940	$31.7$	$+34^{\circ} 28'$	$6.9$	(B8)	36	$+6$	$-0.906$	0.023	2	VIII
595	184961	$31.8$	$+22^{\circ} 22'$	$6.1$	B9(2)	26	$0$	$-0.803$	0.007	4	I, VI, VII, XIII
596	185037	$32.2$	$+36^{\circ} 43'$	$5.8$	(B9)	38	$+7$	$-0.831$	0.004	4	I, III, XIII
597	185224	$33.0$	$+30^{\circ} 06'$	$7.4$	B6(2)	32	$+4$	$-0.881$	0.008	2	VIII, XIII
598	185330	$33.5$	$+38^{\circ} 10'$	$6.3$	(B8)	40	$+8$	$-0.987$	0.008	2	I, III
599	185487	$34.2$	$-15^{\circ} 24'$	$6.7$	(B8)	352	$-19$	$-0.839$	0.013	2	VI, VII
600	185514	$34.3$	$-15^{\circ} 05'$	$7.2$	(B9)	353	$+4$	$-0.848$	0.018	2	VI, VII
601	185602	$34.8$	$+32^{\circ} 11'$	$7.3$	(B9)	33	$+3$	$-0.549$	0.004	2	III, XII, XIII
602	185715	$35.6$	$+30^{\circ} 11'$	$7.1$	(B8)	33	$+4$	$-0.796$	0.004	3	III, XIII
603	185803	$35.8$	$+16^{\circ} 06'$	$7.3$	(B8)	21	$-4$	$-0.787$	0.011	4	VI, XII
604	185856	$36.1$	$+26^{\circ} 46'$	$7.2$	(B8)	30	$+1$	$-0.786$	0.009	2	I, III, XIII
605	185872	$36.2$	$+42^{\circ} 35'$	$5.3$	B9(6)	44	$+9$	$-0.777$	0.003	6	III, VII
606	185915	$36.4$	$+23^{\circ} 29'$	$6.2$	B7(3)	27	$0$	$-0.774$	0.016	3	III, VII
607	186122	$37.5$	$+11^{\circ} 58'$	$6.2$	(B9)	17	$-7$	$-0.868$	0.011	3	VIII, XIII
608	186179	$37.8$	$+27^{\circ} 09'$	$6.7$	(B8)	30	$+1$	$-0.860$	0.011	4	VI, XII, XIII
609	186440	$39.3$	$+30^{\circ} 26'$	$6.0$	(B9)	34	$+2$	$-0.628$	0.004	3	III, XII, XIII
610	186605	$40.3$	$+38^{\circ} 05'$	$6.9$	(B8)	40	$+6$	$-0.954$	0.014	3	III, XII, XX
611	186537	$40.5$	$+16^{\circ} 02'$	$7.5$	(B9)	21	$-5$	$-0.680$	0.008	2	VIII, XIII
612	186978	$42.4$	$+40^{\circ} 19'$	$7.3$	(B8)	42	$+7$	$-0.915$	0.003	2	XIII
613	186996	$42.5$	$+39^{\circ} 38'$	$7.1$	AO(2)	42	$+7$	$-0.895$	0.010	2	III, XIII
614	187138	$43.2$	$+15^{\circ} 39'$	$7.4$	(B9)	21	$-6$	$-0.657$	0.004	2	VIII, XIII
615	187161	$43.4$	$+30^{\circ} 36'$	$7.4$	(B9)	34	$+2$	$-0.875$	0.006	2	XIII, XV
616	187168	$43.4$	$-2^{\circ} 05'$	$7.3$	(B9)	6	$-15$	$-0.456$	0.011	3	VI, VII, XIII
617	187235	$43.9$	$+38^{\circ} 09'$	$5.6$	B9(4)	40	$+$	$-0.837$	0.005	3	I, II, XIII
618	187255	$44.0$	$+27^{\circ} 26'$	$7.3$	AO	31	$0$	$-0.744$	0.003	3	VI, XIII
619	187343	$44.4$	$+24^{\circ} 43'$	$7.4$	(B9)	29	$-2$	$-0.705$	0.021	2	XIII
620	187613	$45.8$	$+44^{\circ} 07'$	$6.8$	(B8)	46	$+8$	$-0.764$	0.031	2	VII, XX
621	187640	$45.9$	$+28^{\circ} 12'$	$6.2$	(B8)	32	$0$	$-0.951$	0.004	3	I, XV
622	187731	$46.4$	$+16^{\circ} 37'$	$7.0$	(B8)	22	$-6$	$-0.830$	0.001	2	VI, XIII
623	187767	$46.6$	$+53^{\circ} 31'$	$6.8$	(B9)	54	$+13$	$-0.891$	0.014	2	XIII, XV
624	187943	$47.5$	$+25^{\circ} 58'$	$7.3$	(B9)	31	$-1$	$-0.916$	0.001	2	XIII, XV
625	188170	$48.8$	$+28^{\circ} 44'$	$7.2$	AO	33	$0$	$-0.872$	0.003	2	XIII
626	188485	$50.3$	$+24^{\circ} 04'$	$5.5$	AO(4)	29	$-3$	$-0.696$	0.006	3	VI, VII

12. აბასთუმის ასტროფიზ. ობსერვ. ბოულ., № 14

№	HD	$\alpha_{1800}$	$\delta_{1800}$	$m_{\phi}$	Спектр	$l$	$\beta$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
627	188651	19 51.1	+29 56'	6.3	(B9)	34°	0°	-0.885	$\pm 0.014$	3	I, XIII
628	189086	53.2	+30 30	6.9	(A0)	35	0	-0.679	0.006	2	VII, XIII
629	189090	53.2	+16 31	5.4	B9(3)	23	8	-0.736	0.008	4	I, III, VI
630	189183	53.7	+16 13	6.8	(B8)	23	-	-0.718	0.008	2	VI, XIII
631	189395	54.7	+30 42	5.4	B9(4)	36	0	-0.768	0.013	3	I, VI
632	189689	56.2	+32 31	7.2	(B9)	37	+1	-0.830	0.002	2	VIII, XIII
633	189692	56.2	+13 06	7.1	(A0)	21	-10	-0.742	0.020	2	VIII, XIII
634	189706	56.3	+29 32	7.5	(A0)	36	-1	-0.852	0.008	2	VII, XIII
635	189732	56.4	+23 31	7.3	(B9)	30	-4	-1.023	0.006	2	VIII, XIII
636	189775	56.6	+51 47	5.9	B8(5)	53	+11	-0.078	0.006	2	XV
637	189847	57.0	+30 57	6.7	(B8)	36	0	-0.930	0.011	5	I, VI, VII, XIII
638	189864	57.1	+36 19	6.6	B9(2)	40	+2	-0.938	0.019	2	VII
639	189944	57.5	+24 31	5.7	B6(3)	31	4	-0.979	0.023	2	III, VI
640	190047	58.0	+30 50	6.6	(B8)	36	-1	-0.889	0.016	2	VI, XIII
641	190167	58.6	+38 14	6.8	(B9)	34	1	-0.664	0.008	3	VII, VIII, XIII
642	190229	58.9	+15 45	5.5	B9(3)	24	-2	-1.892	0.014	3	III, XV
643	191048	58.8	+15 47	7.5	(B9)	24	-10	-0.732	0.023	3	VIII, XIII, XV
644	191231	58.7	-0 27	7.5	(B9)	10	-19	-0.885	0.005	2	VII, XIII
645	191243	58.7	+34 08	6.0	B6(2)	39	0	-0.950	0.005	2	VI, VII
646	191295	58.8	+11 58	7.0	(B9)	21	-12	-0.872	0.008	2	XIII
647	191529	59.3	+39 30	7.2	(B8)	44	+3	-0.963	0.000	2	VII, VIII, XIII
648	191692	59.1	-1 07	3.4	B9(6)	10	-19	-0.756	0.006	6	III, VII, XII, XIII
649	191721	59.3	+20 12	7.4	(B8)	28	-8	-0.908	0.008	2	III, XIII
650	191855	59.9	+30 29	6.7	(B9)	37	-2	-0.939	0.002	2	VII, XIII
651	191977	59.5	+42 47	7.5	(B8)	47	+4	-0.718	0.010	2	VIII, XIII
652	192022	59.7	+26 36	7.0	(B8)	34	-5	-0.921	0.012	2	VIII, XIII
653	192044	59.8	+26 11	5.9	B8(4)	33	-5	-0.912	0.006	5	I, III
654	192276	59.0	+47 26	6.6	(B8)	51	+7	-0.912	0.003	2	VIII
655	192659	10.9	+41 48	6.4	(B8)	46	+1	-0.792	0.020	2	VII
656	192684	11.0	+32 33	6.7	(B9)	39	+3	-0.595	0.006	2	VII
657	192802	11.7	+47 08	6.9	(B9)	51	+6	-0.835	0.023	2	VIII, XVI, XIX
658	192954	12.6	+15 33	7.3	(B9)	25	-12	-0.834	0.004	3	XIII, XV
659	193089	13.4	+51 41	7.3	(B9)	-55	+9	-0.751	0.006	2	XIII, XV
660	193159	13.7	+40 17	7.2	(B8)	46	+2	-0.690	0.014	2	VII
661	193325	14.6	+20 09	7.3	(B9)	29	-10	-0.010	0.011	3	XIII, VI, XX
662	193553	15.7	+29 24	6.6	(B8)	37	-5	-0.039	0.012	3	III, VI, XX

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	m	$\phi$	Спектр	I	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
663	193668	20 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 4	+21°58'	7	0	(B9)	31°	-9°	-0 <sup>m</sup> 826	$\pm 0^m.021$	2	XIII
664	193819	17.2	+13 16	7.4	4	(A0)	24	-14	-0.801	0.022	2	VIII, XIII
665	193911	17.7	+24 07	5.4	7	B8(7)	33	-8	-0.889	0.004	4	I, III
666	193964	18.0	+61 56	5.6	6	B9(3)	64	+14	-0.754	0.007	2	XIII
667	194206	19.3	+38 54	6.6	6	(B9)	45	0	-0.792	0.015	2	XIII XX
668	194211	19.3	+15 43	6.7	2	(B9)	26	-13	-0.731	0.008	2	VIII, XIII
669	194262	19.6	+5 10	7.2	2	(B9)	17	-19	-0.830	0.005	2	VIII, XIII
670	194305	19.8	+8 17	6.6	7	(B9)	20	-18	-0.629	0.013	3	VII, XII
671	194335	20.0	+37 10	5.5	5	B4(9)	44	-1	-0.213	0.005	3	V, VII
672	194357	20.1	+36 43	6.6	6	B8(2)	43	-1	-0.593	0.017	3	VII, XIII
673	194495	20.8	+21 10	7.1	1	(B9)	31	-10	-0.908	0.009	2	XIII XV
674	194668	21.8	+33 14	6.4	4	(B9)	57	+8	-0.703	0.007	2	VIII, XIII
675	194670	21.8	+39 28	7.3	3	(B9)	46	0	-0.863	0.016	2	VIII, XIII
676	194789	22.5	+40 05	6.5	5	(B8)	46	+1	-0.916	0.074	2	VIII, XIII
677	194908	23.1	+40 01	7.5	5	(B9)	46	+1	-0.854	0.009	3	VIII, XIII, XVI
678	195102	24.2	+33 33	6.9	8	A0(2)	41	-4	-0.740	0.009	2	VIII, XIII
679	195134	24.4	+12 21	6.8	8	(B9)	24	-16	-0.672	0.001	2	VII, XIII
680	195322	25.5	+45 23	7.3	9	(B9)	51	+3	-0.705	0.011	3	VII, XIII
681	195324	25.5	+36 07	5.9	7	A0(2)	44	-3	-0.162	0.008	4	III
682	195340	25.6	+19 06	6.7	7	(B8)	30	-12	-1.010	0.009	2	I, VIII
683	195341	25.6	+19 05	7.0	6	(B9)	30	-13	-0.952	0.003	2	VIII, XIII
684	195358	25.7	+30 07	6.7	4	(B9)	30	-13	-0.779	0.013	2	VIII, XIII
685	195447	26.3	+50 08	7.4	4	(B9)	55	+6	-0.680	0.007	3	XV, XVI
686	195554	27.0	+55 44	5.8	8	B9(3)	60	+9	-0.756	0.005	3	I, III
687	195612	27.3	+16 39	7.1	1	(B9)	28	-14	-0.760	0.011	2	III, XIII
688	195629	27.4	+40 05	7.5	2	(B9)	47	0	-0.847	0.004	3	XIII, XV, XVI
689	195715	27.8	+20 31	6.7	7	(B8)	31	-12	-0.922	0.006	3	VII, VIII, XIII
690	195775	28.2	+16 25	6.7	7	(B9)	28	-15	-0.841	0.005	3	I, III, XIII
691	196017	29.6	+53 49	7.5	6	(B9)	58	+8	-0.893	0.009	3	XV, XVI
692	196120	30.2	+34 20	6.6	6	A0(2)	43	-4	-0.922	0.014	2	VII
693	196178	30.6	+46 21	5.6	6	B9(2)	52	-4	-0.969	0.013	2	VII
694	196330	31.6	+48 50	7.0	7	(B9)	54	+3	-0.566	0.007	2	XII, XIII
695	196420	32.2	+70 11	6.7	0	B9(2)	72	+18	-0.720	0.024	2	III, XVI
696	196504	32.8	+26 07	5.5	5	B9(2)	37	-10	-0.742	0.006	2	III
697	196724	34.1	+20 51	4.8	8	A0(5)	33	-13	-0.694	0.004	5	VII, XII, XIII
698	196833	34.8	+43 58	6.5	5	(B8)	51	+1	-0.950	0.018	3	VII, XIII
699	196867	35.0	+15 34	3.8	5	B8(6)	28	-16	-0.771	0.018	2	III
700	197018	35.7	+40 13	5.9	9	B9(2)	48	-1	-0.972	0.007	3	VII, XIII



№	HD	$\alpha_{1300}$	$\delta_{1000}$	m $\phi$	Спектр	l	b	C <sub>0</sub>	$\sigma_0$	n	Периоды
701	197053	20 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 1	+67°09'	7 <sup>m</sup> 3	B8(2)	69	+15°	-0 <sup>m</sup> 8.56	±0 <sup>m</sup> 0.20	3	XV, XX
702	197075	36.2	+21 34	7 1	(B9)	33	-13	-0 769	0.010	3	XII, XIII
703	197204	37.2	+40 50	6 9	(B9)	49	-1	-0 748	0.016	3	VII, XIII
704	197226	37.3	+38 43	6 4	(B9)	47	-2	-0 933	0.002	3	I, VI, VII, VIII
705	197245	37.4	+23 49	6.8	(A0)	35	-12	-0 829	0.014	2	XIII
706	197392	38.3	+41 22	5.6	B8(4)	49	-1	-0 906	0.009	4	I, II
707	197894	41.5	+65 58	6 9	B8(2)	69	+14	-0 631	0.012	2	XV
708	198056	42.7	+32 03	7 0	(B9)	43	-8	-0 721	0.010	2	VII
709	198184	43.5	+25 49	7 0	(B9)	37	-12	-0 851	0.005	3	VIII, XIII
710	198195	43.6	+42 03	7 0	(B9)	50	-1	-0 816	0.003	2	VIII
711	198480	45.5	+42 35	7.2	(B8)	51	-1	-0 766	0.001	2	VIII
712	198513	45.7	+51 32	6.3	(B9)	58	+4	-0 825	0.004	2	XIII, XV
713	198527	45.8	+27 00	7 0	(B9)	39	-11	-0 769	0.007	2	XIII, XIV
714	198679	46.9	+58 22	6.7	(B9)	63	+9	-0 778	0.010	2	XV
715	198690	47.0	+42 02	7.2	(B8)	51	-2	-0 910	0.012	2	VIII
716	198793	47.7	+56 26	7 0	(B8)	62	+8	-0 840	0.018	3	XIII, XV
717	199136	50.1	+56 13	7 4	(B8)	62	+7	-0 944	0.017	3	XIII, XV
718	199218	50.7	+40 20	6.4	B6(5)	50	+3	-0 861	0.007	4	I, VII, VIII, XIII
719	199234	50.8	+30 42	7 2	(A0)	47	-2	-0 631	0.019	3	VIII, XIII, XVI
720	199355	51.6	+42 08	6 9	(B9)	51	-2	-0 933	0.014	3	VII, VIII, XIII
721	199478	52.4	+47 02	5 7	B8(8)	55	+1	-0 316	0.005	3	II
722	199479	52.4	+43 59	6 7	(B8)	53	+1	-0 726	0.005	2	VII
723	199511	52.6	+43 02	6 3	(B8)	52	-2	-0 926	0.001	2	XII, XIII
724	199578	53.1	+50 41	6.3	(B8)	58	-3	-0 938	0.016	2	XII, XVI
725	199629	53.4	+40 47	4.0	B9(5)	51	+4	-0 644	0.000	стандартная	
726	199694	53.8	+39 16	7.5	(B9)	50	-5	-0 874	0.011	2	VIII
727	199713	53.9	+65 18	7.2	B9(2)	69	+13	-0 789	0.044	3	XV, XIX, XX
728	199837	54.6	+31 15	7.2	(B9)	44	-10	-0 722	0.011	3	VIII, XVI
729	199890	54.9	+47 13	7.2	(B8)	56	+2	-0 653	0.017	3	VIII, XIII
730	199955	55.3	+50 04	5.4	B8(3)	58	+2	-0 983	0.016	3	VIII, XIII, XVI
731	200030	55.8	+41 56	6.5	(B9)	52	-3	-0 843	0.016	3	VIII, XIII
732	200352	57.9	+22 56	7.2	(B9)	38	-16	-0 692	0.014	3	VII
733	200426	58.3	+21 25	7.3	(B9)	37	-17	-0 794	0.012	2	III
734	200375	59.2	+56 40	6.6	B5(2)	63	+7	-0 932	0.019	2	III
735	200593	59.3	+57 23	6.9	(B9)	64	+7	-0 774	0.007	2	VII, XVI, XIX
736	200595	59.3	+45 27	6.2	B5(3)	55	+1	-0 973	0.009	3	I, III
737	200614	59.4	+56 16	5.7	B8(2)	63	+6	-0 796	0.004	6	I, III
738	200930	21 01.4	+20 33	6.6	(B9)	36	+18	-0 648	0.015	4	I, VII, VIII

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр	l	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
739	201306	$20^h 03^m 06$	$+44^{\circ} 16'$	7 <sup>m</sup> .4	(B9)	54 <sup>0</sup>	-2 <sup>0</sup>	-0 <sup>m</sup> .869	$\pm 0^m.004$	2	VII, XII
740	201759	06.6	+55 17	7.4	(B9)	63	+5	-0.608	0.002	2	XII, XVI
741	201834	07.1	+53 09	5.7	B9(2)	61	+3	-0.914	0.004	2	XII, XX
742	201908	07.5	+77 43	5.9	B8(4)	80	+20	-0.817	0.002	2	XII, XX
743	202088	08.6	+38 09	7.1	(B9)	51	-7	-0.989	0.015	3	XVI, XIX
744	202184	09.1	+35 04	7.4	(B8)	49	-10	-0.864	0.014	2	LVI
745	202198	09.2	+33 18	7.0	(B8)	47	-11	-0.916	0.011	2	VII, XII
746	202386	10.3	+33 53	7.0	(B8)	48	-11	-0.942	0.010	2	VII
747	202711	12.6	+35 54	7.4	(B8)	50	-10	-0.934	0.005	2	VII, XII
748	202765	13.0	+35 53	7.0	B8(2)	78	+19	-0.883	0.005	2	XII, XX
749	202850	13.5	+38 59	4.3	B9(6)	52	-8	-0.669	0.012	4	III
750	203013	14.5	+46 26	7.0	(B9)	57	-2	-0.903	0.006	2	VII, XII
751	203026	14.6	+56 21	7.3	(B9)	64	+5	-0.839	0.004	2	XVIII, XX
752	203206	15.7	+21 37	6.1	(B9)	40	-20	-0.923	0.012	3	LVI, VII
753	203746	19.1	+49 03	6.9	(B9)	60	-1	-0.600	0.003	2	XII
754	204001	20.6	+51 13	6.9	(B9)	61	0	-0.918	0.012	2	XV, XX
755	204007	20.6	+26 58	6.8	(B8)	44	-17	-0.884	0.002	5	LII, VII, XIII
756	204089	21.2	+64 35	7.4	B8(2)	71	+10	-0.714	0.008	2	XV, XIX
757	204100	21.3	+64 37	7.1	B8(2)	71	+10	-0.746	0.004	2	XIX
758	204260	22.3	+69 07	7.0	B6(2)	74	+14	-0.693	0.010	2	III, XIX
759	204375	23.0	+43 23	7.3	(B9)	57	-6	-0.637	0.013	2	III, XII
760	204438	23.4	+52 23	5.9	(B8)	63	+1	-0.941	0.016	3	LIII
761	204710	25.4	+44 29	6.8	(B8)	58	+5	-0.432	0.008	4	LVII, XII
762	204754	25.7	+54 59	6.0	(B9)	64	+3	-0.624	0.003	2	XII
763	204770	25.8	+66 22	5.3	B7(7)	72	+12	-0.898	0.005	2	XVI
764	204964	27.0	+59 56	7.5	(B8)	68	+6	-0.633	0.017	2	XV, XIX
765	205201	28.6	+32 20	7.2	(B9)	50	-14	-0.892	0.005	3	XII
766	205235	28.9	+67 51	7.0	B9(2)	73	+12	-0.696	0.024	2	XX
767	205551	31.0	+51 15	5.9	B9(4)	63	0	-0.742	0.006	2	III, XII
768	205601	31.3	+43 16	6.6	(B8)	57	-7	-0.975	0.003	3	XII, XX
769	205795	32.6	+50 03	7.0	(B9)	62	-2	-0.622	0.010	2	XII, XVI
770	205808	32.7	+50 14	7.2	(B9)	62	-2	-0.920	0.002	2	XII, XVI
771	205938	33.6	+67 46	7.5	B8(2)	74	+12	-0.828	0.005	2	XX
772	205953	33.7	+38 52	6.6	(B9)	55	-10	-0.749	0.014	3	LIII
773	206280	36.0	+43 59	6.7	(B9)	59	-7	-0.742	0.007	2	XII, XIX
774	206365	36.5	+49 14	7.1	(B9)	62	-3	-0.724	0.016	2	XII, XX
775	206644	38.4	+40 38	5.5	B9(2)	57	-10	-0.570	0.005	3	III

№	HD	$\alpha_{1300}$	$\delta_{1300}$	m $\phi$	Спектр	l	b	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
776	206696	21 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> .8	+50 <sup>0</sup> 24'	7 2	(B9)	63 <sup>0</sup>	-20	-0 <sup>m</sup> .827	$\pm 0^m.020$	3	XIII, XVI, XIX
777	206991	40 8	+26 31	7 2	(B9)	48	-21	-0 776	0 017	3	XIII, XIX
778	207232	42 4	+50 12	7 0	(B9)	63	-2	-0 858	0 005	2	XIII, XVII
779	207484	44 2	+71 41	7 3	(B9)	77	-14	-0 467	0 006	2	XVIII, XX
780	207516	44 4	+38 11	5 8	B8(2)	56	-12	-0 809	0 005	3	I, III
781	207803	46 6	+77 47	7 2	B9(2)	81	+19	-0 633	0 010	2	XVIII, XX
782	207857	47 0	+39 05	6 2	B9(2)	57	-12	-0 851	0 003	5	I, III
783	208134	49 1	+54 35	7 2	(B8)	67	0	-0 594	0 009	2	XVIII, XX
784	208375	50 8	+72 01	7 1	(B9)	78	+14	-0 528	0 003	2	XVIII, XX
785	208501	51 5	+56 08	6 0	B8(9)	68	+1	+0 064	0 008	2	III, XIX
786	208835	53 9	+46 23	7 4	(A0)	63	-7	-0 830	0 001	2	XX
787	208878	54 1	+42 46	7 4	(B9)	60	-11	-0 819	0 019	2	XIII, XV
788	208962	54 8	+42 13	7 2	(B9)	61	-11	-0 812	0 001	2	XIII, XV
789	209469	58 6	+42 20	7 0	(B9)	70	+2	-0 894	0 001	2	XVIII, XX
790	209481	58 7	+57 31	5 3	B0(6)	68	0	-0 428	0 024	2	XIII, XX
791	209514	58 9	+55 29	7 1	(B9)	65	-5	-0 909	0 013	3	XIII, XVI, XIX
792	209612	59 6	+49 11	7 3	(B9)	68	-1	-0 794	0 004	2	I, XX
793	209636	59 8	+54 24	7 0	A0(2)	68	+8	-0 490	0 010	3	I, III, XX
794	209691	02 0	+65 35	6 7	(B8)	75	0	-0 866	0 024	2	XX
795	210071	02 7	+55 51	6 2	B8(2)	69	-4	-0 837	0 015	2	XVIII, XX
796	210100	02 9	+51 19	7 0	(B8)	67	-4	-0 800	0 004	2	XIII, XVI
797	210208	03 7	+42 27	7 5	(B9)	62	-11	-0 770	0 014	2	XIII
798	210387	05 0	+44 22	6 7	(A0)	63	-9	+0 127	0 024	4	XVIII, XX
799	210401	05 1	+70 12	7 0	B9(2)	78	+12	-0 733	0 011	2	XIII
800	210405	05 1	+44 21	6 6	(B9)	63	-10	-0 822	0 008	2	XX
801	210478	05 6	+60 30	7 2	B4(2)	72	+4	-0 737	0 018	3	XVI, XVII, XVIII
802	210697	07 1	+48 11	6 7	(B9)	66	+6	-0 885	0 002	2	XVIII, XX
803	211242	10 7	+62 40	6 2	(B9)	74	+5	-0 793	0 012	2	XIII
804	211405	11 7	+43 25	7 4	(B9)	64	-11	-0 858	0 014	2	XX
805	211430	11 9	+55 19	7 4	A0(2)	70	-1	+0 481	0 035	3	XVI, XX
806	211971	15 9	+59 38	7 1	B7(3)	71	0	-0 844	0 016	2	I, XX
807	212043	16 4	+56 25	6 5	B8(3)	72	+2	-0 946	0 006	4	III, VIII, XIII
808	212454	19 3	+56 47	6 1	B8(6)	68	0	-0 710	0 003	4	XVIII, XX
809	212593	20 4	+48 58	4 6	(B9)	68	-7	-0 623	0 007	2	I
810	212712	21 3	+49 54	7 2	(B9)	83	+18	-0 758	0 013	2	I
811	212937	22 8	+77 44	6 5	A0(2)	72	-1	-0 915	0 005	2	XX
812	213986	23 2	+55 56	6 4	(B8)	72	-1	-0 772	0 013	2	XX
813	214410	32 8	+53 54	7 3	B8(2)	72	-4			2	

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m$	Спектр	$\lambda$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
814	214524	22 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> .7	+40°36'	7 <sup>m</sup> .4	(B8)	660	-15 <sup>0</sup>	-0 <sup>m</sup> .951	$\pm 0m.07$	2	XIII
815	215178	38.3	+32 43	7.3	A0(2)	72	-4	-0.572	0.008	2	XX
816	215242	38.7	+46 38	6.4	(B9)	69	-10	-0.225	0.012	3	I, III
817	215566	41.0	+44 14	7.0	(B9)	69	-12	-0.773	0.001	2	III, XIII
818	216057	41.6	+53 53	6.0	B7(4)	73	-4	-0.904	0.017	3	III, XVI, XVIII,
819	216227	46.1	+65 00	7.0	B8(2)	79	+6	-0.703	0.009	2	XIX, XX
820	216321	46.9	+48 12	6.9	(B9)	73	-10	-0.894	0.018	2	I, III
821	216369	47.3	+40 47	6.8	(A0)	71	-16	-0.642	0.012	3	XVIII, XX
822	216311	48.4	+46 01	6.7	(B9)	68	-12	-0.768	0.016	2	III, VII
823	216523	48.5	+49 53	6.4	B8(3)	72	-8	-0.790	0.004	2	I, III
824	216628	52.0	+55 54	7.0	(B9)	72	-3	-0.695	0.004	2	XX
825	217062	52.8	+59 25	7.0	B7(2)	75	-3	-0.701	0.011	4	I, III
826	217315	54.8	+51 47	6.9	B8(2)	77	-7	-0.827	0.010	2	XV
827	217348	55.0	+59 16	6.4	B8(2)	74	0	-0.860	0.015	2	I, III
828	217833	58.4	+54 42	6.7	(B9)	76	-4	-0.900	0.006	3	I, XV, XVI
829	218466	23 03.2	+75 03	6.4	B8(2)	77	-4	-0.608	0.001	2	XX
830	219634	12.2	+44 57	6.3	B4(3)	84	+14	-0.633	0.018	2	I
831	219749	13.2	+64 12	6.4	B9(2)	80	+1	-0.771	0.004	4	I, III
832	220208	16.9	+42 21	7.2	(B9)	74	-14	-0.742	0.003	2	XX
833	220885	22.3	+43 21	5.6	B9(2)	81	-18	-0.677	0.002	2	XVIII
834	221681	29.1	+49 46	7.1	(B9)	77	-17	-0.666	0.017	2	I
835	221848	30.5	+43 52	5.8	B9(2)	79	-11	-0.652	0.030	2	VII, XIII
836	222109	32.7	+42 43	4.2	B8(4)	77	-18	-0.859	0.005	5	I, III, XVI
837	222173	33.2	+41 57	5.3	(B9)	77	-18	-0.699	0.006	6	III, VII, VIII
838	222207	33.5	+49 55	4.3	B9(5)	77	-18	-0.747	0.004	2	XV, XIX
839	222304	34.3	+43 47	4.3	B9(3)	79	-11	-0.790	0.003	2	I, III, VII, XIII
840	222439	35.5	+46 18	7.2	(B9)	78	-17	-0.790	0.000	стандартная	стандартная
841	222555	36.5	+52 36	6.5	(B9)	78	-17	-0.835	0.024	2	XVIII, XX
842	222762	38.3	+69 11	7.0	B6(2)	79	-14	-0.733	0.020	3	III, XVI
843	222958	40.3	+48 44	7.5	(B9)	81	-8	-0.725	0.019	3	III, XVII
844	223228	42.6	+64 19	6.4	B6(2)	85	+8	-0.873	0.003	2	XV, XIX
845	223358	43.8	+73 51	6.8	(B9)	80	-12	-0.554	0.013	2	XVIII, XX
846	224098	50.0	+64 19	6.4	A0(4)	86	+12	-0.517	0.009	2	I, III
847	224166	50.6	+45 48	6.8	(B9)	81	-15	-0.829	0.015	3	I, III
848	224404	52.5	+59 28	6.4	B8(1)	84	-11	-0.644	0.010	2	III, XX
849	224648	54.5	+50 17	7.2	(B9)	83	-11	-0.786	0.006	5	I, III, VII
850	224906	56.6	+41 49	7.3	B9(4)	81	-19	-0.814	0.002	2	XVIII, XX
851	224938	56.9	+65 53	7.3	B8(2)	86	+4	-0.633	0.006	5	I, III, VII
852	225289	59.9	+60 46	5.8	B8(2)	85	-1	-0.848	0.006	5	I, III, VII

ТРЕТИЙ СПИСОК  
Звезды для редукций цветовой системы

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{\phi}$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	$n$	Периоды
1	3360	$h$ 0 31.4	+53 21'	$m$ 3.6	B3	89°	-9°	-1.213	—	1	IV
2	3627	34.0	+30 19	4.6	K2	88	-32	+1.436	—	1	IV
3	6457	1 00.4	+20 56	5.8	A0	96	-41	-0.692	—	1	III
4	7964	14.0	+26 44	4.7	A2	99	-35	-0.557	—	1	IV
5	11443	47.4	+29 06	4.0	F5	108	-31	-0.680	—	1	IV
6	11973	52.4	+23 07	5.0	A5	110	-36	-0.359	—	1	IV
7	18519	2 53.5	+20 56	5.6	A2	127	-31	-0.548	—	1	IV
8	18520	53.5	+20 56	5.3	A2	127	-31	-0.548	—	1	IV
9	18883	57.1	+3 58	5.5	B5	141	-44	-0.900	$m$ $\pm 0.004$	2	XIII
10	19476	02.7	+44 29	5.0	K0	115	-11	+0.837	—	1	IV
11	21050	18.7	+20 27	5.9	B9	132	-28	-0.708	0.011	5	I, III
12	23387	39.7	+24 02	8.2	B9	133	-22	-0.464	—	1	X
13	23441	40.1	+24 13	6.4	B9	133	-22	-0.703	0.013	2	X
14	23568	41.1	+24 13	6.7	B9	134	-22	-0.659	0.037	2	X
15	23631	41.5	+23 37	6.9	B9	134	-22	-0.560	0.011	2	X
16	23642	41.6	+24 00	6.8	B9	134	-22	-0.551	—	1	X
17	23823	43.0	+22 30	7.9	B9	136	-23	-0.656	—	1	X
18	23913	43.7	+22 15	6.9	B9	136	-23	-0.671	—	1	X
19	23923	43.8	+23 25	6.1	B8	135	-22	-0.762	—	1	X
20	23964	44.1	+23 33	6.1	B9	135	-22	-0.762	—	1	X
21	{36861} {36862}	5 29.6	+9 52	—	Oe5	163	-10	-1.249	—	1	XIII
22	37202	31.7	+21 05	2.8	B3p	153	-4	-1.133	—	1	XIII
23	41753	6 01.9	+14 47	4.2	Ba	162	-1	-1.169	—	1	XIII
24	47839	35.5	+9 59	4.7	O5e	171	+4	-1.330	—	1	XIII
25	48329	37.8	+25 14	4.0	G5	157	+12	+1.570	0.035	2	XIII
26	50522	48.6	+58 33	5.1	G0	125	+24	+0.552	—	1	XIII
27	56221	7 11.1	+41 04	5.8	A3	145	+24	-0.403	0.004	1	Стандартная
28	56986	14.2	+22 10	3.8	F0	163	+18	-0.233	—	1	XIII
29	58207	19.5	+28 00	4.9	K0	159	+21	+0.869	—	1	XIII
30	70272	8 16.0	+43 31	5.6	K5	145	+35	+2.068	—	1	XIII
31	71369	22.0	+61 03	4.0	G0	123	+36	+0.533	—	1	XIII
32	73471 74874	10 33.5 41.5	+3 42 +6 47	5.5 4.0	K0 F8	215 211	+50 +55	+1.286 +0.284	— 0.016	3	XIII

№	HD	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_\phi$	Спектр HD	$l$	$b$	$C_0$	$\sigma_0$	n	Периоды
33	76294	$h$ 10 50.1	$+6^{\circ}20'$	$m$ 4.3	Ko	217°	+54°	$+0.839$	—	1	XII
34	95608	57.0	$+20.43$	4.4	Ar	192	+66	$-0.537$	$\pm 0.004$	2	XVIII
35	98262	11 13.1	$+33.38$	4.7	Ko	169	+70	$+1.581$	—	1	XIII
36	100150	26.4	$+18.19$	7.0	Ar	206	+68	$-0.505$	—	1	XVIII
37	100972	32.2	$+45.17$	6.6	B9	123	+70	$-0.593$	—	1	XVIII
38	101391	35.0	$+58.31$	6.1	Ar	106	+57	$-0.258$	—	1	XVIII
39	102056	39.6	$+29.13$	7.0	Ar	172	+77	$-0.321$	0.009	3	XIII
40	102212	40.7	$+7.05$	5.6	Ma	238	+61	$+1.785$	—	1	XVIII
41	102481	42.6	$+50.23$	7.0	Ar	112	+65	$-0.561$	—	1	XVIII
42	103778	12 05.5	$+17.22$	6.3	Ar	231	+77	$-0.549$	—	1	XVIII
43	109485	29.9	$+23.11$	4.8	Ar	244	+85	$-0.680$	0.013	3	XIV, XVII, XVIII
44	109615	30.9	$+40.14$	7.2	Ar	98	+78	$-0.578$	—	1	XVIII
45	112623	53.0	$+38.14$	7.0	Ar	87	+60	$-0.738$	—	1	XVIII
46	115735	13 14.0	$+50.12$	5.1	Ar	76	+61	$-0.671$	—	1	XVIII
47	118214	30.3	$+55.52$	5.5	Ar	76	+61	$-0.501$	—	1	XVIII
48	120874	47.1	$+39.02$	6.4	Ar	74	+57	$-0.696$	—	1	XVIII
49	121409	50.1	$+54.13$	5.6	Ar	69	+61	$-0.618$	—	1	XVIII
50	121996	53.9	$+22.11$	5.4	Ar	345	+62	$-0.621$	—	1	XVIII
51	122866	59.3	$+51.27$	6.0	Ar	63	+64	$-0.465$	—	1	XVIII
52	125162	14 12.6	$+46.33$	4.3	Ar	52	+58	$-0.952$	0.005	2	X, XVII, XVII
53	126138	18.6	$+53.59$	7.4	B9	62	+62	$-0.594$	0.008	4	X, XIV, XVII
54	129002	35.1	$+44.50$	5.4	Ar	44	+29	$-0.634$	0.007	4	V1, XIV
55	157198	17 16.8	$+24.36$	5.1	Ar	14	+60	$-0.637$	0.006	3	XIII
56	218173	23 00.7	$-08.29$	6.8	Ar	35	-71	$-0.707$	0.009	3	VIII, XII, XIV
57	222661	37.5	$-15.06$	4.6	Ar	38	-71	$-0.947$	0.008	5	III, XIII
58	223640	46.2	$-19.28$	5.3	Ar	32	-75	—	—	—	—

## § 2. Сравнение с электроколориметрическими каталогами Стеббинса, Хаффера и Уитфорда

Звезды нашего каталога по своему пространственному распределению непосредственно примыкают к звездам основного каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [99]. Поэтому представляет несомненный интерес обеспечить взаимную редукцию этих каталогов. Конечно, если строго подходить к вопросу, каталоги, полученные для существенно различных цветовых систем не могут быть приведены в единую систему из-за наличия уклонений в спектральном распределении энергии у индивидуальных звезд. Строго говоря, возможно лишь приведение одного из каталогов к шкале и нульпункту другого. Но и это является необходимым, если ставится задача сопоставления нескольких каталогов. Никогда не следует, однако, забывать о принципиальном различии цветовой системы в дальнейшем термин «приведение к системе», будем понимать его как приведение к общей шкале и общему нульпункту.

Ниже будет показано, что точность нашего каталога существенно выше, чем каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда (систему и цветовые эквиваленты которого принято обозначать через  $c_1$ ).

Широта нашей цветовой системы также значительно больше. Поэтому при сопоставлении этих каталогов представляется более целесообразным приведение нашего каталога, как более точного, к шкале каталога Стеббинса. Неизбежная при этом потеря точности несущественна, если ограничиться, как и в каталоге Стеббинса, Хаффера и Уитфорда, сотой звездной величины в качестве последнего знака редуцированного цветового эквивалента. Исходя из этого мы искали соотношение между цветовыми эквивалентами обоих каталогов в виде редукционной формулы, приводящей эквиваленты нашего каталога к системе  $c_1$ .

Выше уже отмечалось, что звезды с аномальным распределением энергии могут дать существенные отклонения после приведения к системе другого каталога. Это относится, в частности, и к звездам, отягощенным избирательным поглощением в межзвездном пространстве. Известно, что только если распределение энергии в спектрах звезд аппроксимируется кривой Вина и избирательное поглощение в межзвездной среде следует закону  $\lambda^{-1}$ , то покраснение за счет межзвездного поглощения будет эквивалентно понижению температуры звезды и звезда, отягощенная поглощением, не сойдет с основной зависимости ( $c_0$ , спектр). Поскольку первая предпосылка заведомо неверна для изучаемой нами области спектра, то при выводе интересующей нас редукционной формулы были исключены звезды, отягощенные поглощением и, в частности, все сверхгиганты. Всего было использовано 88 общих звезд. Графическое соотношение между цветовыми эквивалентами обоих каталогов: нашего ( $c_0$ ) и Стеббинса ( $c_1$ ) приведено на рис. 54, из которого сразу очевидна невозможность применения простейшего линейного соотношения. Причина этого — в большом различии обеих цветовых систем. Область спектральной чувствительности фотометрической установки Стеббинса, Хаффера и Уитфорда лежит, практически, вне области Бальмеровского скачка, у которого, как известно (стр. 91), наблюдается резкое изменение в распределении энергии, а также дискретно меняется цветовая температура звезды — понижаясь для более коротких длин волн. Наш фото-

метр имеет более широкую спектральную чувствительность, охватывающую область спектра, как до, так и после Бальмеровского континуума.

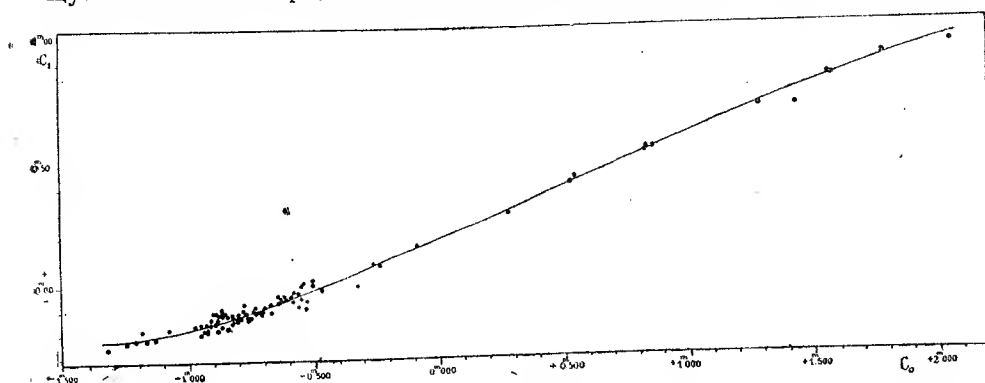


Рис. 54

Интересно, что соотношение между цветовыми эквивалентами, выводимыми из работы по шестичетной электроколориметрии С т е б б и н с а и У и т ф о р д а [102], а именно между сложным, производным цветовым эквивалентом  $c = \frac{1}{2}(U + V) - \frac{1}{2}(B + G)$  и обычным  $(V - B)$  — наиболее близко соответствующими системам  $c_0$  и  $c_1$  (рис. 55), а также между  $c = \frac{1}{2}(U + V) - \frac{1}{2}(B + G)$  и  $c_1$  (рис. 56), показывают кривизну аналогичную наблюдающейся на рис. 54.

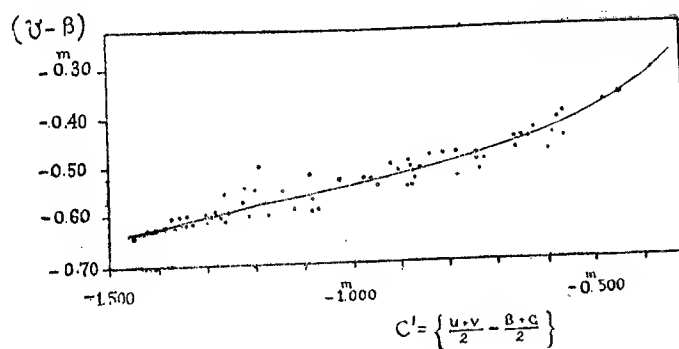


Рис. 55

На рис. 57 приводятся приближенные положения эквивалентных длин волн для упоминающихся здесь цветовых систем.

Возвращаемся к вопросу о редукции нашей системы к системе С т е б б и н с а  $c_1$ .

Первоначально мы искали квадратичное соотношение, ограничившись лишь звездами, имеющими  $c_0 < 0^m.000$ . Поскольку каталог С т е б



Бинса не может а priori рассматриваться как фундаментальный, то мы включили в искомую редукционную формулу член с  $F(\chi)$  (где  $\chi$  соответствует зенитному расстоянию звезды при ее прохождении через ме-

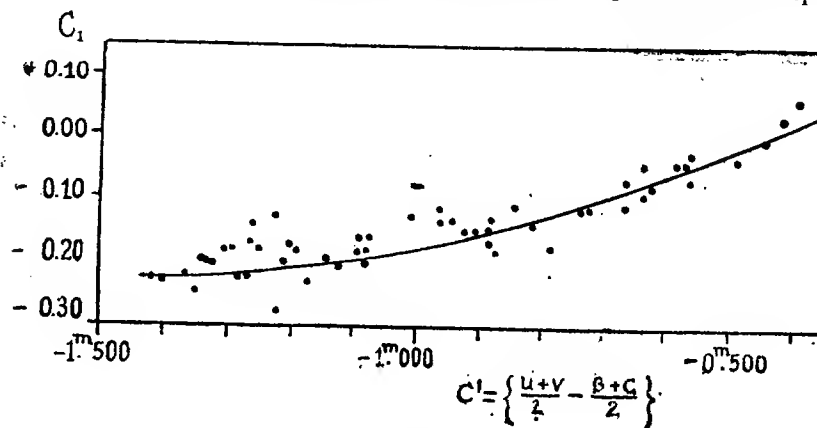


Рис. 56

ридиан на широте Уошбёрнской Обсерватории, на которой, в основном, наблюдались звезды общие с нашим каталогом). Мы искали, следовательно, редукционную формулу в виде:

$$c_1 = n + pc_0 + lc_0^2 + kF(\chi)$$

и пришли к выражению:

$$c_1 = +0^m184 + 0.504 c_0 + 0.146 c_0^2 - 0^m002F(\chi) \quad (1)$$

Отсюда видим, что членом с  $F(\chi)$  можно полностью пренебречь. Это указывает на отсутствие систематической ошибки каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда в зависимости от склонения.

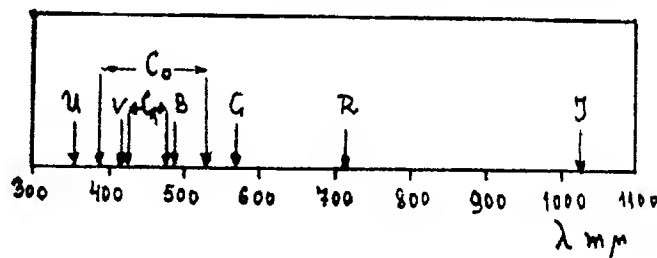


Рис. 57

Ниже мы увидим, что формула (1) вполне удовлетворительно обеспечивает приведение цветовых эквивалентов во всем диапазоне первого и второго списков нашего каталога, но она отнюдь не может служить как общая редукционная формула для всех спектральных типов. Такая общая формула, полученная по всем общим звездам обоих каталогов, за исключением сверхгигантов, оказалась следующей:

$$c_1 = 0^m167 + 0.422 c_0 + 0.032 c_0^2 - 0.040 c_0^3 + 0.007 c_0^4 \quad (2)$$

Точность представления этой формулой, включая, как ошибки определения цветовых эквивалентов в обоих каталогах, так и возможные отклонения вследствие аномалий в распределении энергии в спектрах звезд (из-за различия цветовых систем), характеризуется средней ошибкой одного представления:

$$\sigma_0 = \pm 0^m.023$$

в системе  $c_1$ . Из сопоставления точностей обоих каталогов (см. ниже) будет видно, что эта ошибка должна быть отнесена, в значительной мере, за счет ошибок каталога С теб б и н с а и его сотрудников. Редукционная кривая, вычисленная по формуле (2), проведена сплошной линией на рис. 54. Представление, даваемое этой формулой, вполне удовлетворительное, без какой либо тенденции к систематическим отклонениям.

Сравнивая в таблице XXXVI значения  $c_1$  найденные по обеим редукционным формулам (1) и (2), убеждаемся, что с точностью до  $0^m.01$  они дают тождественные значения в пределах  $-1^m.3 < c_0 < -0^m.2$ , то есть, практически, во всем диапазоне нашего основного каталога.

Таблица XXXVI

$c_0$	(2)	$c_1$	(1)	$c_0$	(2)	$c_1$	(1)
$-1^m.500$	$-0^m.23$	$-0^m.24$	$-0^m.24$	$-0^m.700$	$-0^m.10$	$-0^m.10$	$-0^m.10$
$-1^m.400$	$-0^m.22$	$-0^m.23$	$-0^m.23$	$-0^m.600$	$-0^m.05$	$-0^m.06$	$-0^m.06$
$-1^m.300$	$-0^m.22$	$-0^m.22$	$-0^m.22$	$-0^m.500$	$-0^m.03$	$-0^m.03$	$-0^m.03$
$-1^m.200$	$-0^m.21$	$-0^m.21$	$-0^m.21$	$-0^m.400$	$+0^m.01$	$+0^m.01$	$+0^m.01$
$-1^m.100$	$-0^m.19$	$-0^m.19$	$-0^m.19$	$-0^m.300$	$+0^m.04$	$+0^m.04$	$+0^m.04$
$-1^m.000$	$-0^m.18$	$-0^m.18$	$-0^m.18$	$-0^m.200$	$+0^m.08$	$+0^m.08$	$+0^m.08$
$-0^m.900$	$-0^m.15$	$-0^m.15$	$-0^m.15$	$-0^m.100$	$+0^m.12$	$+0^m.14$	$+0^m.14$
$-0^m.800$	$-0^m.13$	$-0^m.13$	$-0^m.13$	$-0^m.000$	$+0^m.17$	$+0^m.19$	$+0^m.19$

Таблица XXXVII, основана на формуле (2) и предназначена для практического использования, позволяя удобно переходить от нашей системы к системе  $c_1$ . В первой ее графе дается интервал наших цветовых эквивалентов, соответствующий определенному  $c_1$ , приводимому во второй графе.

Таблица XXXVII

Интервалы $c_0$		$c_1$	Интервалы $c_0$		$c_1$
$-1^m.304$	$-1^m.228$	$-0^m.22$	$-0^m.481$	$-0^m.456$	$-0^m.02$
$-1^m.227$	$-1^m.164$	$-0^m.21$	$-0^m.455$	$-0^m.429$	$-0^m.01$
$-1^m.163$	$-1^m.106$	$-0^m.20$	$-0^m.428$	$-0^m.401$	$0^m.00$
$-1^m.105$	$-1^m.051$	$-0^m.19$	$-0^m.400$	$-0^m.374$	$+0^m.01$
$-1^m.050$	$-1^m.000$	$-0^m.18$	$-0^m.373$	$-0^m.348$	$+0^m.02$
$-0^m.999$	$-0^m.955$	$-0^m.17$	$-0^m.347$	$-0^m.323$	$+0^m.03$
$-0^m.954$	$-0^m.913$	$-0^m.16$	$-0^m.322$	$-0^m.297$	$+0^m.04$
$-0^m.912$	$-0^m.873$	$-0^m.15$	$-0^m.296$	$-0^m.272$	$+0^m.05$
$-0^m.872$	$-0^m.834$	$-0^m.14$	$-0^m.271$	$-0^m.247$	$+0^m.06$
$-0^m.833$	$-0^m.797$	$-0^m.13$	$-0^m.246$	$-0^m.223$	$+0^m.07$
$-0^m.796$	$-0^m.762$	$-0^m.12$	$-0^m.222$	$-0^m.198$	$+0^m.08$
$-0^m.761$	$-0^m.728$	$-0^m.11$	$-0^m.197$	$-0^m.174$	$+0^m.09$
$-0^m.727$	$-0^m.695$	$-0^m.10$	$-0^m.173$	$-0^m.150$	$+0^m.10$
$-0^m.694$	$-0^m.661$	$-0^m.09$	$-0^m.149$	$-0^m.126$	$+0^m.11$
$-0^m.660$	$-0^m.629$	$-0^m.08$	$-0^m.125$	$-0^m.102$	$+0^m.12$
$-0^m.628$	$-0^m.599$	$-0^m.07$	$-0^m.101$	$-0^m.078$	$+0^m.13$
$-0^m.598$	$-0^m.569$	$-0^m.06$	$-0^m.077$	$-0^m.053$	$+0^m.14$
$-0^m.568$	$-0^m.540$	$-0^m.05$	$-0^m.052$	$-0^m.029$	$+0^m.15$
$-0^m.539$	$-0^m.510$	$-0^m.04$	$-0^m.028$	$-0^m.005$	$+0^m.16$
$-0^m.509$	$-0^m.481$	$-0^m.03$	$-0^m.004$	$+0^m.020$	$+0^m.17$

Ввиду криволинейности соотношения между системами, резко сказывающейся в области рассматриваемых здесь цветовых эквивалентов, градиент редуccionной кривой является существенно переменным. На рис. 58 приведены в зависимости от  $c_0$ , как значения этого градиента  $dc_0/dc_1$ , так и значение средней ошибки ( $\sigma_1$ ) в системе  $c_1$  — соответствующее некоторой ошибке в нашей системе, которая была положена равной  $+0.010$ .

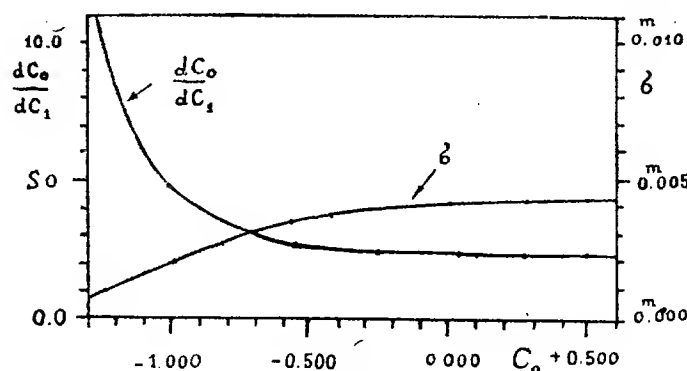


Рис. 58

Отсюда видно насколько выше точность нашего каталога по сравнению с каталогом Стеббинса, для которого средняя ошибка одного каталожного значения (а не вероятная, как это принято давать в США) составляет  $0^m02-0^m03$  для наблюдений, полученных на Маунт Вильсон и  $0^m03-0^m05$  для наблюдений, выполненных на Уошбёрнской обсерватории (все эти значения в системе  $c_1$ ). Средняя ошибка одного каталожного значения в нашей системе составляет для первого списка (таблица XXXIII)  $\pm 0^m006$ , а для второго (таблица XXXIV)  $\pm 0^m010$ . Этим значениям соответствуют в системе  $c_1$  для среднего цветового эквивалента ( $c_0 = -0.750$ ) ошибки, равные  $\pm 0^m002$  и  $\pm 0^m004$ , соответственно. Точность нашего каталога оказывается на порядок выше точности каталога Стеббинса.

Конечно надо иметь в виду, что точность электроколориметрического каталога, приведенного к некоторой системе, при прочих равных условиях будет пропорциональна ширине исходной цветовой системы. Именно поэтому применение широких цветовых систем и выгодно с точки зрения увеличения точности. Но для полноценного использования всех преимуществ подобных систем необходим возможно более совершенный учет атмосферного ослабления света, так как чем шире система, тем большие погрешности может внести неизбежный учет этого явления.

Полученный выигрыш в точности нашего каталога (на целый порядок) по сравнению с каталогом Стеббинса объясняется обеими указанными причинами — и более широкой цветовой системой и более совершенным методом учета ослабления света в земной атмосфере.

Выше мы установили отсутствие систематической ошибки каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда в зависимости от склонения. Есть ли в этом каталоге систематическая ошибка от прямого восхож-

дения? В отсутствии такой ошибки убеждаемся по рис. 59, на котором приведена разность  $\Delta c = c_0 - c_1$  в зависимости от прямого восхождения. Поскольку наш каталог фундаментальный, то отсутствие хода рассматриваемых разностей и дает основание для высказанного выше утверждения. Таким образом убеждаемся, что каталог С т е б б и н с а свободен от систематических ошибок, как по склонению, так и по прямому восхождению и вполне законно может использоваться совместно с нашим каталогом для изучения распределения избирательно поглощающей межзвездной материи.

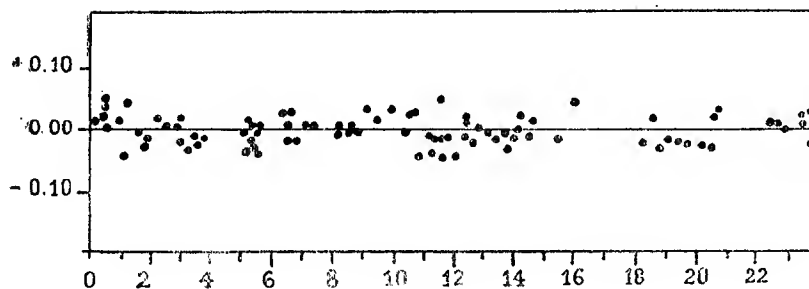


Рис. 59

### § 3. Сравнение с международной системой показателей цвета

Мы не ставили своей задачей определение точной редуccionной формулы для перехода от нашей системы к системе международных показателей цвета, поскольку в этом нет существенной необходимости для дальнейшей дискуссии полученного наблюдательного материала. Но для сравнительной оценки точности и широты цветовой системы нашего каталога представляет интерес найти соотношение и между этими системами. Не проводя специальных наблюдений, мы вывели соответствующую приближенную редуccionную формулу, пользуясь полученными С и р с о м зависимостями международных показателей цвета и цветовых эквивалентов  $c_1$  от спектральных типов в системе HD (94; Табл. 9). Основываясь на этом и исходя из соотношения между цветовыми эквивалентами в нашей системе и в системе  $c_1$ , мы получили графическую зависимость между нашей и международной системами (рис. 60), которая хорошо представляется линейной редуccionной формулой:<sup>1</sup>

$$c_m = 0^m.28 + 0.70 c_0 \quad (3)$$

из которой видим, что наша система шире системы международных показателей цвета в 1.43 раза.

В одной из наших прежних работ [19] для соотношения широт рассматриваемых систем приводилось значение 1.7. Это значение основывалось на данных С т е б б и н с а, Х а ф ф е р а и У и т ф о р д а, давших для отношения широт международной и их систем значение 1.5. С и р с

<sup>1</sup> То, что получающееся соотношение линейно, — понятно, т. к. области спектра, охватываемые нашей и международной системами, достаточно близки друг к другу.

показал [93], что для звезд спектральных классов В8—А4 получается среднее значение для  $dc_1/dc_M$  равное 1.9. На основании рис. 58 и формулы (3) получаем  $dc_1/dc_M = 1.9$ , в полном согласии с приведенным выше результатом Сирса. Но для звезд только В8 — В9, ввиду криволинейности зависимости  $c_1 = f(c_M)$ , находим более высокое значение, а именно  $dc_1/dc_M = 2.3$ .

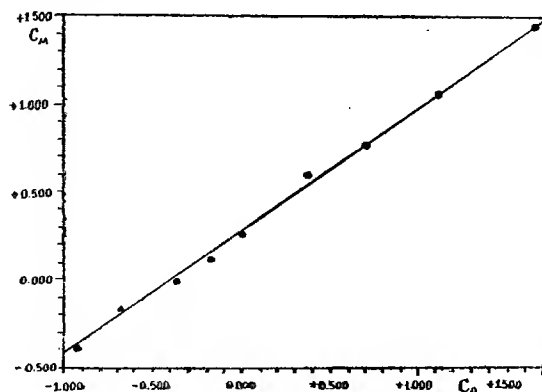


Рис. 60

#### § 4. Зависимость цветовых эквивалентов от спектра

Представляет также интерес получить хотя бы приближенное соотношение между нашими цветовыми эквивалентами и спектрами в системе HD (для поздних классов берем только гиганты). На рис. 61 кружками на-

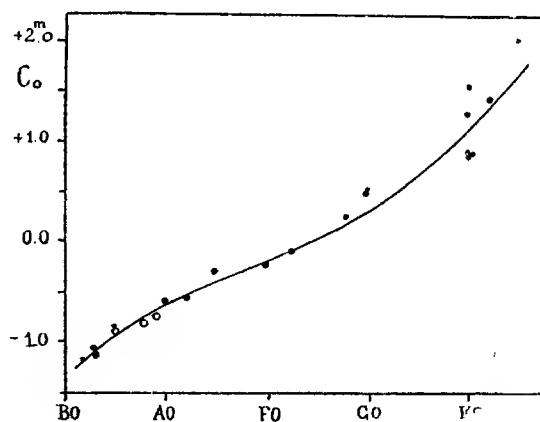


Рис. 61

несены средние (нормальные) значения (взяты из Главы VI), а точками — индивидуальные, не вошедшие в осреднение. Сплошная кривая дает соотношение, выведенное на основании нашей формулы (3) и таблицы 9 работы Сирса [94].

## § 5. Сравнение точностей электроколориметрических каталогов

В заключение, в таблице XXXVIII, приводится сравнение точностей главнейших электроколориметрических каталогов, охватывающих большие области на небе: Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [99], Стеббинса и Уитфорда [102], Бэккера [48] и Гюссов [67] с точностью, достигнутой в настоящей работе. В первой графе этой таблицы указаны авторы соответствующего электроколориметрического каталога; во второй — отношение ширины цветовой системы данного каталога к широте системы международных показателей цвета вернее — градиенты  $dc/dc_1$ ; в третьей — средняя ошибка одного каталожного значения в цветовой системе автора; в четвертой — эта ошибка, приведенная к международной шкале; в последней графе — ссылка на рассматриваемый каталог.

Приведение к шкале международных показателей цвета мы осуществили для каталогов Бэккера и Гюссов посредством перехода к системе Стеббинса  $c_1$ , пользуясь затем значением 2.3 для перехода от последней к шкале международных показателей цвета. Поэтому значения, приведенные в таблице XXXVIII, относятся, строго говоря, к цветовым эквивалентам звезд спектральных типов В8-В9<sup>1</sup>.

Системы Стеббинса, Хаффера и Уитфорда ( $c_1$ ), Бэккера и Гюссов имеют меньшую широту цветовой системы по сравнению с нашей. Представляет интерес сравнить наш каталог с таким, цветовая система которого равна по широте или превосходит таковую нашего каталога. Такие системы имеются среди шестичветной электроколориметрии.

<sup>1</sup> В связи с рассмотрением таблицы XXXVIII следует отметить, что в нее не вошли данные о точности двух современных каталогов рассматриваемого типа, а именно каталога Шилта и Джексона [91] и каталога близких к Солнцу звезд Эггена [57]. Мы не считали нужным останавливаться на первом из этих каталогов потому, что построение его не имеет ничего общего с принципами современной точной астрофотометрии (см. гл. III, § 6). Что же касается каталога Эггена, то последний не приводит данных для полученных им ошибок внеатмосферных цветовых эквивалентов, а только иллюстрирует их точность (в таблице 2 цитированной работы) сопоставлением отдельных наблюдений небольшого числа звезд для всего диапазона наблюдавшихся звездных величин (от  $-1^m.5$  до  $+11^m.2$ ). Рассмотрение этой таблицы свидетельствует об исключительно высокой точности проводимых наблюдений ( $\sim 0^m.005$ ), не зависящей к тому же от яркости наблюдавшихся звезд. Эта исключительно высокая точность вызывает некоторое удивление, если принять во внимание несовершенство примененного Эггеном метода учета влияния ослабления света в атмосфере (гл. III, § 6). Объяснение, быть может, надо искать в исключительной, повидимому, стабильности прозрачности атмосферы на Ликской обсерватории. В связи с этим небезинтересно вспомнить, что сравнение наблюдений Плеяд, полученных Эггеном также с весьма высокой внутренней точностью и в существенно более благоприятных условиях (наблюдения скопления) с весьма точными же рядами наблюдений Плеяд Моргана и Джонсона, выполненных на обсерватории Макдональд, показало наличие весьма существенных расхождений в полученных результатах [72]. Эти расхождения не получили до настоящего времени какого либо убедительного объяснения [97].

Таблица XXXVIII

Автор	$dc/dc_m$	$\sigma$	$\sigma_m$	Ссылка
Никонов . . . . .	1.4	$\pm 0.010^m$	$\pm 0.007^m$	Основной каталог
Гюссов . . . . .	0.30	0.009	0.030	[67]
Бэккер . . . . .	0.39	0.013	0.034	[48]
Стеббинс, Хаффер, Уитфорд ( $c_1$ )	0.44	0.030	0.069	[99]
Стеббинс, Уитфорд, (расчет)	1.4	0.035	0.025	[102]
" " (сист. $U-G_1$ )	2.8	0.045	0.016	

Стеббинса и Уитфорда<sup>1</sup>. Правда, среди системы «монохроматических» величин этого каталога, средние длины волн которых приведены на рис. 57, нет такой пары, которая в точности соответствовала бы нашему каталогу (наиболее близкой является сложная комбинация  $c_1 = \frac{1}{2}(U+V) - \frac{1}{2}(B+G)$ , с которой мы познакомились выше). Из этого затруд-

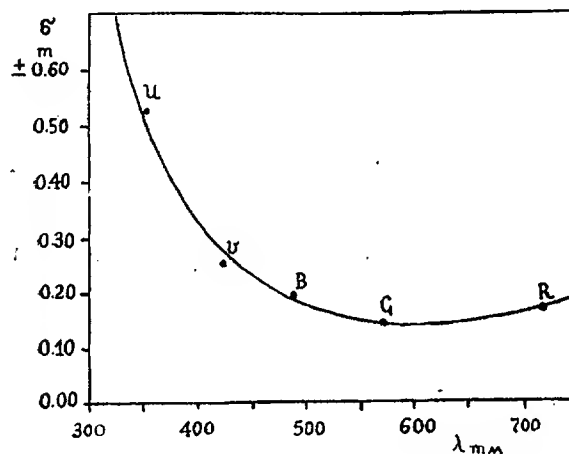


Рис. 62

нения можно выйти, рассчитав, основываясь на шестичетной колориметрии Стеббинса, точность такого каталога, который имел бы ту же широту цветовой системы, что и наш каталог. Для этого воспользуемся данными о точности наблюдений, приведенными в одной из работ Стеббинса и Уитфорда [101]. Строим зависимость средней ошибки одного наблюдения в зависимости от эквивалентной длины волны различных фильтров (рис. 62) для

звезд ярче  $7^m.0$  (условия наблюдения которых близко соответствуют условиям наблюдений звезд нашего каталога<sup>2</sup>), откуда убеждаемся в весьма плавном ходе точности в зависимости от  $\lambda$ .

При этом следует иметь в виду, что Стеббинс и Уитфорд так подбирали свои светофильтры, что отбросы в различных фильтрах не различались существенно по величине.

<sup>1</sup> Шестичетная электроколориметрия выполнялась на 60" и 100" рефлекторах Обсерватории Маунт Вильсон, для которых наблюдавшиеся звезды были весьма яркими объектами.

<sup>2</sup> Более слабые звезды ( $\square 7^m$ ) наблюдались Стеббинсом и Уитфордом в среднем на необычно больших зенитных расстояниях, что могло понизить точность наблюдений.

Беря с рис. 62 значения средних ошибок для эквивалентных длин волн нашей цветовой системы (гл. I, § 8) получаем, что для  $\lambda_0 = 390$  и  $530 \text{ м}\mu$  средние ошибки монохроматических величин будут равны соответственно  $\pm 0^m055$  и  $\pm 0^m024$ . Отсюда средняя ошибка одного определения цветового эквивалента Стеббинсом и Уитфордом будет равна для системы, равной по широте нашей,  $\pm 0^m060$  в настоящей системе и  $\pm 0^m043$  в международной. Для одного каталожного значения, основанного на трех наблюдениях, будем иметь приведенные в пятой строке таблицы XXXVIII значения  $\pm 0^m035$  и  $\pm 0^m025$  соответственно.

Помимо этого расчета рассмотрим также точность определения цветовых эквивалентов в реальной системе Стеббинса и Уитфорда ( $U - G_1$ ). Эта система, охватывая нашу (см. рис. 57), примерно в два раза более широка, в чем легко убедиться и из рассмотрения рис. 63, дающего соотношение между обеими системами цветовых эквивалентов.

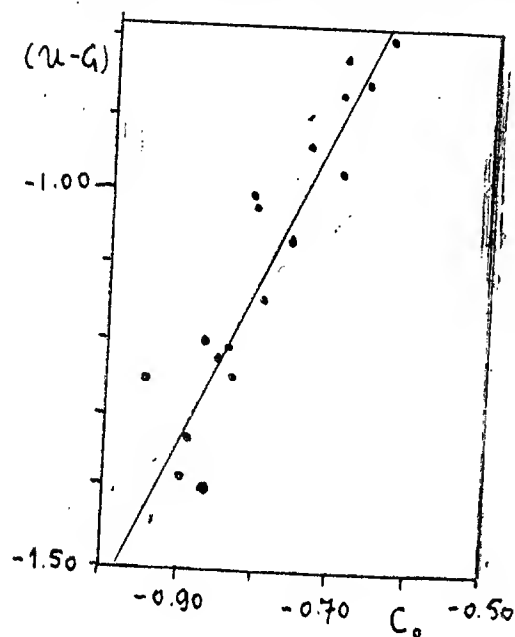


Рис. 63

Пользуясь рис. 62, не представляет труда найти, что средняя ошибка одного определения цветового эквивалента в системе  $(U - G)$  равна  $\pm 0^m080$  что соответствует в нашей системе значению  $\pm 0^m040$ . Отсюда для каталожного значения основанного на трех наблюдениях, получаем  $\delta = \pm 0^m047$  в системе  $(U - G)$  и  $\pm 0^m016$  — в международной.

Мы видим, что для всех электроколориметрических каталогов, рассмотренных в таблице XXXVIII, точность каталожных значений цветовых эквивалентов существенно ниже, чем для нашего. Это еще раз подчеркивает те преимущества, которые дает возможно более тщательный учет ослабления света в земной атмосфере.



## ГЛАВА ШЕСТАЯ

## ИЗБЫТКИ ЦВЕТА ЗВЕЗД

## § 1. Некоторые предварительные замечания

При строгом подходе к проблеме изучения пространственного распределения и физической структуры межзвездной поглощающей материи эта проблема оказывается чрезвычайно сложной. Полное ее решение требует определения зависящего от длины волны монохроматического поглощения света  $k(\lambda, \vec{r})$  для каждого расстояния и направления в пространстве, определяемого вектором  $\vec{r}$ , то есть для каждой звезды, с помощью которой определяется межзвездное поглощение. Расстояния до звезд должны находиться с большой точностью, что требует индивидуального определения их абсолютных величин, а также исправления видимых величин за поглощение в межзвездной среде. Закон ослабления света  $k(\lambda, \vec{r})$  должен определяться для каждого направления и расстояния потому, что есть все основания ожидать непостоянства средних размеров пылевых частиц в различных областях Галактики [37]. На различия в законе избирательного ослабления света имеются и прямые указания из наблюдений [46], [109].

Однако, подобный, строгий и детальный подход к рассматриваемой проблеме станет возможным лишь тогда, когда будут получены большие ряды прецизионных спектрофотометрических наблюдений не только ярких, но и достаточно слабых звезд. Необходима также разработка спектральных критериев, как для нахождения истинного распределения энергии в спектрах отдельных звезд, так и для определения индивидуальных абсолютных величин, особенно для звезд, относящихся к ранним спектральным классам.

В настоящее время мы еще весьма далеки от возможности подобного подхода к интересующей нас проблеме. Поэтому, особенно в массовых работах, приходится делать весьма существенные упрощения. Упрощения делаются как в отношении получаемого материала — замена спектрофотометрических наблюдений колориметрическими, так и в отношении определения расстояний до звезд — использование средних абсолютных величин и внесение лишь приближенных поправок за общее поглощение в видимые величины звезд. Поэтому в настоящее время большинство исследований поглощения носит характер лишь предварительной разведки — для выявления самых общих контуров строения межзвездной поглощающей среды.

При применении колориметрического метода точной мерой избирательного ослабления света является истинный избыток цвета  $E$ , определяемый как разность внеатмосферного цветового эквивалента звезды  $C_0$  и ее истинного цветового эквивалента  $C_{\text{и}}$  — свободного от влияния избирательного ослабления света в межзвездном пространстве:

$$E_{\text{и}} = C_0 - C_{\text{и}}.$$

В настоящей работе ставилась задача нахождения достаточно совершенного метода определения  $C_0$ , т. е. решения фотометрической части рассматриваемой проблемы. Из изложенного в предыдущих главах видно, что эта задача может быть решена достаточно удовлетворительно. Вторая же, спектроскопическая, часть проблемы — определение истинных цветовых эквивалентов звезд — еще далека от сколько нибудь приемлемого решения. Как мы увидим ниже (§ 4), точность избытков цвета полностью определяется точностью определения  $C_n$ , поскольку последняя почти на порядок ниже точности  $C_0$ .

В настоящем исследовании также приходится вводить значительные упрощения, допустимые ввиду незначительной точности определения избытков цвета. Так, в дальнейшем принимается приближенно справедливым известный закон для зависимости избирательного ослабления света в межзвездной среде от длины волны

$$k(\lambda) = \frac{\kappa}{\lambda^n}. \quad (1)$$

Мы пренебрегаем, следовательно, нейтральной компонентой ослабления несмотря на то, что как показал недавно М. А. В а ш а к и д з е [3], в отличие от других более ранних работ [11], [55], эта компонента может достигать вполне заметной величины. Однако доля нейтрального поглощения, повидимому, существенно различается в различных частях Галактики [3], вследствие чего ее учет становится очень неуверенным.

Мы принимаем также, что показатель  $n$  в формуле (1) постоянен и равен единице [8]. Это также только некоторое приближение. О. А. М е л ь н и к о в ы м [12] и другими авторами, например У и т ф о р д о м [107], весьма убедительно показано, что  $n$  не является постоянным и меняется с длиной волны, убывая по мере увеличения последней. Но и сам закон избирательного поглощения  $k(\lambda)$  повидимому также меняется в различных частях нашей звездной системы [37]. Поэтому для приближенного изучения строения поглощающей материи в Галактике упрощенное соотношение (1) с  $n=1$  представляется на данном этапе исследования наиболее приемлемым.

## § 2. Нормальные цветовые эквиваленты звезд спектральных типов В5—А0

Для определения истинных избытков цвета звезд необходимо знать их истинные же цветовые эквиваленты, что в настоящее время, практически, еще неосуществимо. Поэтому приходится ограничиваться использованием лишь средних значений истинных цветовых эквивалентов для изучаемых спектральных классов. Такие средние цветовые эквиваленты принято называть «нормальными цветовыми эквивалентами» (см. стр. 5) или более сокращенно «нормальными цветами» звезд. С помощью нормальных цветовых эквивалентов ( $\bar{C}_n$ ) можно определять лишь приближенные избытки цвета звезд, а именно:

$$E = C_0 - \bar{C}_n. \quad (2)$$

Степень приближения этих избытков к истинным характеризуется величиной дисперсии нормального цвета. Поскольку в дальнейшем мы будем иметь дело только с приближенными избытками цвета звезд, то мы будем

называть их просто, в соответствии с обычной практикой, избытками цвета. Применение для вычисления избытков цвета приближенной формулы [2] также существенно ограничивает возможности использования электроколориметрического каталога. Однако в настоящее время это неизбежно.

Широко распространенным способом определения нормальных цветов является осреднение внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд данного спектрального типа, либо возможно более свободных от влияния межзвездного ослабления света, либо редуцированных тем или иным способом за это влияние. Для большей надежности результата, берут, обычно, более близкие, а следовательно в среднем и более яркие звезды, расположенные на достаточно высоких галактических широтах. В соответствии с этим и были выбраны звезды нашего первого списка (стр. 157—160).

Следует отметить, что при наличии эффекта абсолютной величины, т. е. зависимости  $C_n$  от  $M$ , указанный способ нахождения нормальных цветов не безупречен, поскольку средние абсолютные величины звезд зависят от возвышения последних над галактической плоскостью [105]. Но, как будет показано ниже, эффект абсолютной величины для цветовой системы нашего каталога не столь значителен и им оказывается возможным пренебречь при дальнейшей дискуссии каталога.

Мы посчитали целесообразным использовать систему спектров HD, поскольку только в этом каталоге даны спектры всех наблюдаемых нами звезд. На это пришлось пойти несмотря на недостаточную точность Дрэперовского каталога, а также несмотря на наличие в нем даже некоторых систематических ошибок [100]. Н. Ф. Флорья было показано [36], что при выводе нормальных цветов звезд неправильно ограничиваться непосредственным осреднением внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд, хотя бы и расположенных в сравнительно близких к Солнцу областях с большими галактическими широтами. Для этих звезд также сказывается некоторое влияние межзвездного поглощения. Учет в первом приближении этого эффекта можно привести согласно П. П. Паренгаго [28], полагая, что избирательное поглощение обусловлено равномерно поглощающим слоем, плотность которого падает при удалении от галактической плоскости по экспоненциальному закону. В этом случае избирательное ослабление света в межзвездной среде, т. е. избыток цвета для звезды с галактической широтой  $b$ , расположенной на расстоянии  $r$  от Солнца, может быть представлено следующим выражением:

$$E(r, b) = \frac{c_0 \beta}{\sin b} \left( 1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right) = c_0 \rho(r, b), \quad (3)$$

где  $c_0$  — коэффициент избирательного ослабления в направлении галактической плоскости,  $\beta$  — оптическая полутолщина галактического поглощающего слоя, а  $\rho(r, b) = \frac{\beta}{\sin b} \left( 1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right)$  — «эквивалентное расстояние» до звезды, соответствующее коэффициенту ослабления для галактической плоскости.

Предполагаем приближенно, что отношение общего поглощения к избирательному, т. е. избытку цвета  $E$ , постоянно:

$$\gamma = \frac{a}{E} = \text{const.}$$

Тогда для общего поглощения будем иметь выражение:

$$a(r, b) = a_0 \rho(r, b) = \gamma c_0 \rho(r, b), \quad (4)$$

которое понадобится в дальнейшем при определении расстояний до звезд — для исправления их видимых величин за общее поглощение.

Конечно, представление о равномерно поглощающем слое является лишь грубо схематичным, но оно все же лучше, чем полное пренебрежение эффектом поглощения при выводе нормальных цветов звезд. При предварительном рассмотрении данного вопроса мы пренебрегли сначала рассматриваемым эффектом. В результате этого для галактической зоны было получено большое число областей со значительными отрицательными избытками цвета. Это могло быть объяснено либо влиянием эффекта абсолютной величины, либо неправильными значениями принятых нормальных цветовых эквивалентов и, в частности, отсутствием учета избирательного поглощения, при выводе последних. Ввиду незначительности первого эффекта (см. ниже) мы пришли к заключению, в согласии с П. П. Паренaго и Н. Ф. Флоря, о необходимости учета эффекта межзвездного поглощения и для сравнительно близких, высокоширотных звезд нашего первого списка.

Учет влияния межзвездного поглощения можно было бы уточнить дополнительно, используя построенную П. П. Паренaго карту распределения поглощения в зависимости от галактических координат [29].

На данном этапе мы посчитали это излишним, учитывая грубость спектроскопических данных, используемых в настоящей работе.

Для коэффициента общего фотографического поглощения было принято среднее значение согласно Паренaго, а именно:

$$a_{0\phi} = 3.5 \cdot 10^{-3}$$

на один парсек.

Принимая справедливой формулу  $k(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ , получаем, как известно, следующее соотношение между общим фотографическим поглощением и избытком цвета в нашей системе:

$$a_{0\phi} = \gamma_{\phi} E = \frac{\lambda_{\phi}^{-1}}{\lambda_{ec}^{-1} - \lambda_{ej}^{-1}} E \quad (5)$$

и, аналогично, для общего визуального поглощения:

$$a_{0v} = \gamma_v E = \frac{\lambda_{ev}^{-1}}{\lambda_{ec}^{-1} - \lambda_{ej}^{-1}} E \quad (6)$$

Здесь  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{ev}$  эквивалентные длины волн для международной фотографической и фотовизуальной систем, а  $\lambda_{ec}$  и  $\lambda_{ej}$  — для нашей электроколориметрической системы. Эти последние значения были уже найдены выше (гл. I, § 8). Для звезд, интересующих нас типов (B8-89), можно принять в среднем:

$$\lambda_{ec} = 388 \text{ мμ} \text{ и } \lambda_{ej} = 527 \text{ мμ}.$$

Для определения  $\lambda_{\phi}$  и  $\lambda_{ev}$  мы воспользовались тем путем, которым шли Сирс и Джойнер [94] при определении эффективных длин волн международной системы. Но мы исходили не из распределения энергии в спектре абсолютно черного тела, как это делали цитированные авторы, а из найденного выше среднего распределения энергии в спектрах

звезд ранних типов. При этом определялись как эффективные, так и необходимые в данном случае, эквивалентные длины волн. Результаты проведенных подсчетов даны в таблице XXXIX.

Таблица XXXIX

Спектр	Межд. фот. сист.		Межд. фот. сист.	
	$\lambda_{\text{эф}}$	$\lambda_{\text{эф. ф}}$	$\lambda_{\text{ев}}$	$\lambda_{\text{эф. в}}$
B3	418 $m\mu$	422 $m\mu$	542 $m\mu$	542 $m\mu$
B8	422	426	541	542
A0	427	430	541	542

Из этой таблицы видно, что сколько нибудь существенное различие эквивалентных и эффективных длин волн имеет место только для фотографической системы.

Для звезд B8-B9 были приняты следующие средние значения эквивалентных длин волн:

$$\lambda_{\text{эф}} = 423 m\mu \quad \text{и} \quad \lambda_{\text{ев}} = 542 m\mu.$$

Последнее значение определяется несколько менее уверенно, чем первое, ввиду недостаточно точных данных о спектральной чувствительности пластинок, применявшихся при построении международной фотовизуальной системы [94].

С найденными значениями эквивалентных длин волн получаем:

$$\gamma_{\text{ф}} = \frac{a_{\text{ф}}}{E} = 3.5,$$

и аналогично:

$$\gamma_{\text{в}} = \frac{a_{\text{в}}}{E} = 2.7.$$

Отсюда, на основании (3) и (4), получается следующее выражение для избытков цвета, обусловленных ослаблением света в непрерывном поглощающем слое межзвездной материи:

$$E(r, b) = 1.0 \cdot 10^{-3} \rho(r, b) = 1.0 \cdot 10^{-3} \frac{\beta}{\sin b} \left( 1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right) \quad (7)$$

на один парсек. При этом  $E$  относится к системе нашего каталога.

Для функции  $\rho(r, b)$  (принимая согласно Паренaго  $\beta=100$  парсек) был построен весьма простой и удобный график. Для пользования рассматриваемым графиком необходимы расстояния до звезд, которые находятся по известной формуле

$$\log r = 0.2(m_{\text{ов}} - M_{\text{в}}) + 1 = 0.2(m_{\text{в}} - M_{\text{в}} - 2.7E) + 1, \quad (8)$$

если видимые и абсолютные величины звезд даются в визуальной системе.

К сожалению, мы не располагаем индивидуальными абсолютными величинами для большинства звезд настоящего каталога. Поэтому неизбежно пользоваться средними абсолютными величинами. Мы взяли их из работы П. П. Паренaго [29], а именно:

Спектр	Виз. абс. величина ( $M_v$ )	
	гл. посл.	сверхгиг.
B5	-1.6	-5.5
B8	-0.5	-5.3
B9	0.0	-5.2
A0	+0.5	-5.1

Определение нормальных цветовых эквивалентов было проведено последовательными приближениями. Сначала они были определены без учета общего поглощения, а затем и с учетом этого эффекта. В результате были получены исправленные за избирательное поглощение цветовые эквиваленты звезд первого списка. Соответствующие распределения для числа звезд в зависимости от их цветовых эквивалентов, как непосредственно наблюдаемые, так и осредненные по триадам, приведены в таблице XL.

Таблица XL

Интервал $C_0$		Непосредственное распределение				Осреднение по триадам			
		B5	B8	B9	A0	B5	B8	B9	A0
$m$	$m$								
-1.25	-1.29							0.0	
-1.20	-1.24			1				0.3	
-1.15	-1.19			0		0.0	0.0	0.3	
-1.10	-1.14			1		0.7	1.0	0.7	
-1.05	-1.09	2	3	2		3.0	3.0	1.0	0.0
-1.00	-1.04	7	6	1		3.7	6.0	1.3	0.3
-0.95	-0.99	2	9	1		3.0	7.7	2.7	0.3
-0.90	-0.94		8	6	1	0.7	11.3	4.0	0.3
-0.85	-0.89		17	5	0	0.0	9.0	8.0	2.0
-0.80	-0.84		2	13	5		6.7	8.0	5.7
-0.75	-0.79		1	6	12		1.0	7.0	7.7
-0.70	-0.74			2	6		0.3	2.7	10.0
-0.65	-0.69			0	12		0.0	1.0	7.0
-0.60	-0.64			1	4			0.3	6.3
-0.55	-0.59			0	3			0.7	2.3
-0.50	-0.54			1				0.3	1.0
-0.45	-0.49							0.3	0.0
-0.40	-0.44							0.0	

Последние значения приведены и на рис. 64. При рассмотрении этих данных следует иметь в виду, что для звезд B5 и A0 имела место известная селекция. Некоторые звезды этих спектральных типов были включены в наблюдательную программу потому, что они хотя бы раз были квалифицированы (в каком либо каталоге спектральных типов), как принадлежащие к классам B8 или B9. Но поскольку звезды B5 и A0 основного (второго) списка были включены в него по тому же признаку, то нормальные цвета, полученные по данным первого списка будут достаточно хорошо соответствовать и звездам — основного.

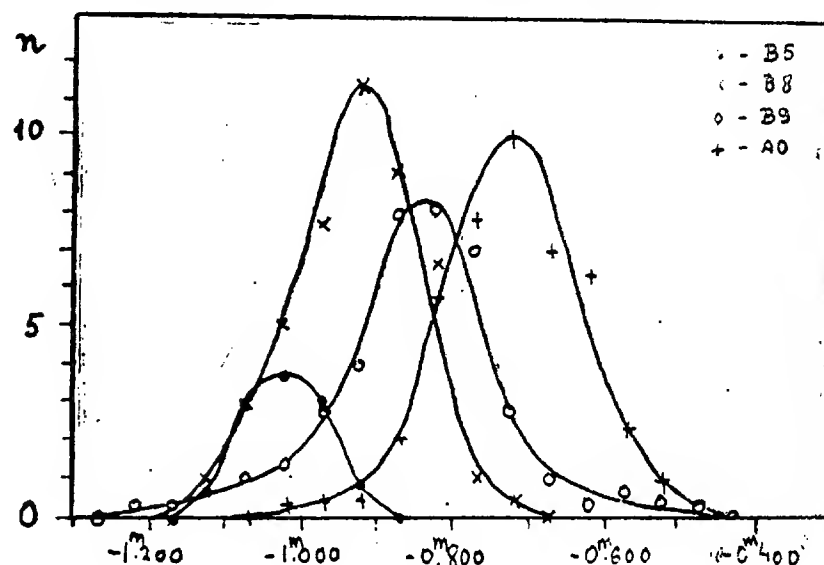


Рис. 64

Нормальные цветовые эквиваленты (под которыми мы понимаем здесь средние значения  $(c_0 - E(r, b))$  считая их достаточно близкими к  $\bar{C}_n$ ) полученные по данным первого списка, приведены в таблице XLI вместе со значениями их дисперсий.

Таблица XLI

Спектр	Нормальный цвет	Дисперсия $\sigma$
B5	$-1.02^m$	$\pm 0.04^m$
B8	$-0.93$	$\pm 0.07$
B9	$-0.86$	$\pm 0.12$
A0	$-0.72$	$\pm 0.08$

Мы не считаем нужным приводить «среднюю ошибку определения нормального цвета», т. к., в данном случае, это понятие не представляет никакого интереса. То что нас интересует — это точность, с которой может быть определен истинный цвет звезды по ее спектральному типу в каталоге HD. А это, как указывалось уже выше, характеризуется значениями дисперсий, приведенными в таблице XLI. Последние весьма значительны. Поэтому точность определения истинных цветов оказывается почти на порядок ниже точности, полученных нами внеатмосферных цветовых эквивалентов, что обуславливает их невысокую точность определения избытков цвета.

Мы не будем останавливаться здесь на рассмотрении всех причин обуславливающих дисперсию цветовых эквивалентов в приведенной выше таблице. Сюда относятся: эффект абсолютной величины; вращение и воз-

можная двойственность звезд, наличие протяженных атмосфер и т. д. Но, пожалуй, главнейшим источником дисперсии является недостаточная точность спектральной классификации.

Какое огромное значение для определения истинных цветовых эквивалентов звезд играет надежная спектральная классификация видно, например, из работы Моргана и Бидельмана [83]. На рис. 65 даны зависимости цветовых эквивалентов некоторых звезд, взятых из шестицветной электроколориметрии Стеббинса и Уитфорда, с одной стороны, от спектров, весьма тщательно определенных Морганом

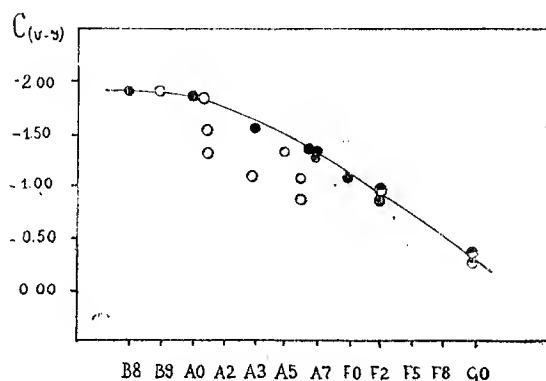


Рис. 65

(точки), а с другой стороны — от гораздо менее надежных спектров, табулированных Стеббинсом и Уитфордом (кружки). Если последняя зависимость показывает значительный разброс точек, то первая — дает весьма четкое соотношение между цветовыми эквивалентами и спектральным типом. В связи с этим интересно провести также сопоставление

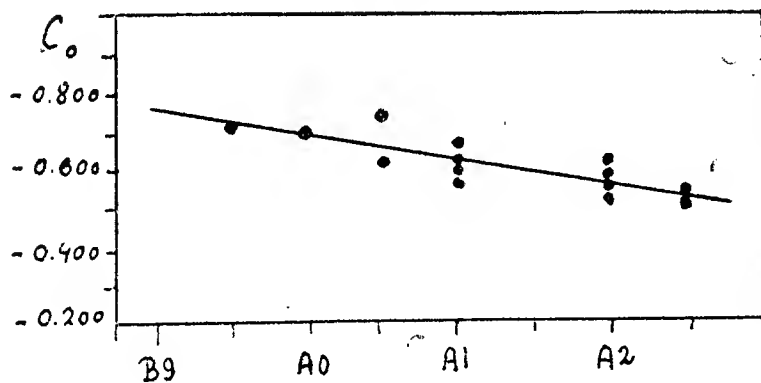


Рис. 66

полученных нами цветовых эквивалентов звезд с их спектрами, классифицированными на обсерватории Маунт Вильсон [100]. На рис. 66 приведено это соотношение для звезд, классифицированных в HD, как принадлежа-



щих к одному типу — А0. Из этого рисунка видим, что дисперсия цветов для системы Маунт Вильсон существенно меньше чем для HD.

Нам все же пришлось пользоваться классификацией HD, как единственной, достаточно однородной системой, охватывающей все звезды нашего каталога.

Из изложенного еще раз убеждаемся, что работа по построению прецизионной многомерной спектральной классификации представляется исключительно важной для дальнейшего использования настоящего каталога. Выше указывалось, что такая работа ведется в настоящее время на Абастуманской астрофизической обсерватории [2].

### § 3. Эффект абсолютной величины

Известно, что звезды с большими светимостями, как обладающие и большими массами, имеют тенденцию концентрироваться к галактической плоскости [105]. При наличии эффекта абсолютной величины (зависимости цветовых эквивалентов от светимости для звезд одного и того же спектрального типа) это приведет к существованию зависимости среднего цвета звезд данного спектрального класса от возвышения над галактической плоскостью.

В нашем первом списке подобраны сравнительно близкие к Солнцу звезды, но они расположены на больших галактических широтах. Нормальные цвета, полученные по наблюдениям этих звезд, могут не соответствовать нормальным цветам звезд, лежащих в низких галактических широтах и, в частности, звездам нашего основного списка. Точный учет этого эффекта встречает известные трудности ввиду отсутствия подробных данных о зависимости средней абсолютной величины от галактического возвышения. Тем не менее крайне желательно оценить хотя бы порядок данного эффекта, а это в свою очередь требует оценки эффекта абсолютной величины. Необходимость этого очевидна, если принять во внимание, что цветовая система нашего каталога должна быть весьма чувствительной к последнему эффекту. Действительно, практически все водородное поглощение, как в линиях, так и в бальмеровском континууме, попадает в область синего фильтра (см. рис. 25). В желтом фильтре водородное поглощение практически не сказывается. Как известно, чем слабее абсолютная величина звезды, тем больше поглощение в водородных линиях и тем больше бальмеровский скачок для интересующих нас спектральных типов [46]. Поэтому при уменьшении светимости должен уменьшаться и цветовой эквивалент — звезды краснеют. Эффект абсолютной величины должен быть незначительным у звезд ранних типов В и достигать наибольшей величины у звезд А0. Основная трудность изучения рассматриваемого эффекта — отсутствие надежных индивидуальных абсолютных величин для звезд ранних спектральных типов.

Эта трудность была в свое время обойдена Хантером и Мартином [70], исследовавшими эффект абсолютной величины для ряда звездных скоплений. В этом случае все звезды могут считаться лежащими на одном и том же расстоянии (для данного скопления, конечно) и разность абсолютных величин может быть заменена разностью видимых. Хантер и Мартин вели исследование для обычных показателей цвета.

Эффект абсолютной величины определяется коэффициентом  $b$  в формуле:

$$C = a + bM, \quad (9)$$

где  $C$  показатель цвета или цветовой эквивалент, а  $M$  — абсолютная величина.

Пользуясь результатами фотометрических измерений для ряда скоплений, указанные авторы могли заменить формулу (9) следующей:

$$\Delta C = b\Delta m,$$

где, согласно сказанному выше,  $\Delta m$  есть разность видимых величин. В результате Хантера и Мартина были получены следующие значения для коэффициента  $b$  в зависимости от осредненных спектральных типов (значения  $b$  приводятся с их средними ошибками):

Спектр	$b$	Спектр	$b$
O9 — B7	$-0.0005 \pm 0.0016$	A8 — F8	$+0.0024 \pm 0.0031$
B8 — A0	$+0.066 \pm 0.038$	F9 — K0	$-0.018 \pm 0.043$
A1 — A5	$+0.057 \pm 0.013$	M0 — M6	$-0.017 \pm 0.012$

Из приведенных данных видно, что эффект абсолютной величины действительно отсутствует для ранних звезд В, затем становится положительным (звезды с меньшей светимостью краснее), исчезает у поздних подклассов  $F$  и после этого становится отрицательным. Для звезд В8—A0 коэффициент  $b$  имеет наибольшее положительное значение.

Весьма приближенную, только порядковую оценку влияния эффекта абсолютной величины для звезд нашего каталога можно было бы получить и по данным Хантера и Мартина; это предполагает, правда, отождествление физических свойств звезд скоплений и звезд общего звездного поля. Кроме того, поскольку данные Хантера и Мартина относятся к системе обычных показателей цвета, их следует привести к системе настоящего каталога. Осмысленность такого приведения основывается на том, что синие фильтры обеих систем включают, практически, все водородное поглощение, тогда как желтые свободны от влияния последнего. Это и обуславливает сходство обеих систем в смысле влияния эффекта абсолютной величины. Сходство рассматриваемых систем подтверждается и линейностью соотношения между ними (стр. 190).

Мы не стали, однако, основываться на данных Хантера и Мартина, посчитав необходимым дать независимую оценку эффекта абсолютной величины. Для этого были использованы данные о параллаксах звезд первого списка, имеющиеся в сводном каталоге Шлезингера и Дженкинса [92]. Мы вполне отдавали себе отчет в недостаточной надежности параллаксов звезд ранних типов, но, повторяем, здесь идет речь только о самой грубой оценке порядка интересующего нас эффекта.

Из имеющегося у нас наблюдательного материала были выброшены как двойные звезды, так и сверхгиганты. В результате применения, к отобранному таким образом звездам первого списка, формулы (8), отне-

сенной к системе визуальных абсолютных величин, были получены методом наименьших квадратов следующие значения коэффициента  $b$ :

Спектр	$b$	
B5	$+0^m.013$	$\pm 0^m.025$
B8	$+0.060$	$\pm 0.019$
B9	$+0.057$	$\pm 0.023$
A0	$+0.061$	$\pm 0.023$

Как видим, точность этих определений незначительна, но эффект абсолютной величины для звезд B8—A0 является вполне реальным.

На рис. 67 приведены найденные нами значения (точки), а также и непосредственные (не редуцированные) данные Хантера и Мартина (кружки). Отсюда видно, что полученные нами значения  $b$  находятся в хорошем согласии с общим ходом этого коэффициента, найденным цитируемыми выше авторами.

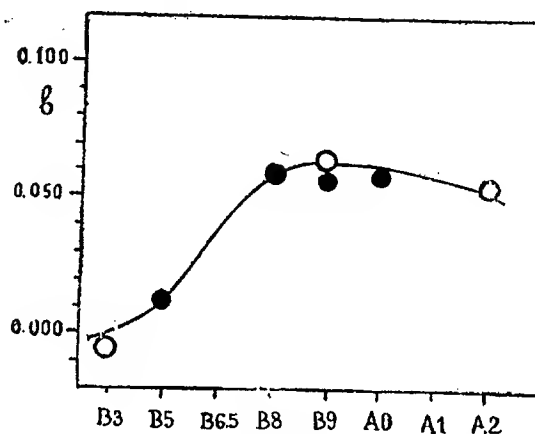


Рис. 67

Попробуем теперь оценить влияние эффекта абсолютной величины на значения нормальных цветов, получаемых по звездам, расположенным в различных галактических широтах. Воспользуемся для этого оценкой Биссоцкого и Вильямс [105], дающей изменение абсолютных величин звезд с возвышением над галактической плоскостью. В согласии с этими авторами примем, что при переходе к галактической зоне (пределы галактических широт  $(0, +8^\circ)$ ) от зоны  $(+9, +20)$ , средняя абсолютная величина звезд B8—A3 уменьшается на  $0^m.2$ . Исходя из этого можно приблизительно оценить, что при переходе от еще более высоких широт  $(> 20^\circ)$  изменение средней абсолютной величины не превзойдет  $0^m.5$ . Отсюда видно, что влияние эффекта абсолютной величины на нормальные цвета звезд при переходе от высоких широт к галакти-

ческой плоскости имеет порядок  $0^m03$ , т. е. лежит в пределах дисперсии нормальных цветов звезд.

Исходя из этого мы посчитали возможным на данном этапе работы совсем пренебречь влиянием эффекта абсолютной величины, что и обосновывает законность вывода нормальных цветов по звездам, расположенным в высоких широтах. Последнее находит подтверждение и в работе Н. Ф. Флори [36], определявшего нормальные цвета для каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [99], как по звездам, расположенным в высоких, так и в низких галактических широтах.

#### § 4. Точность избытков цвета

Мы помним, что истинный избыток цвета, характеризующий избирательное поглощение на пути до данной звезды, определяется как разность ее наблюдаемого внеатмосферного и истинного цветовых эквивалентов. Последний определяется по спектру звезды. Как мы видели выше (гл. V, § 5), точность внеатмосферных цветовых эквивалентов звезд нашего каталога составляет в среднем  $\pm 0^m010$  (в нашей системе). Точность определения истинного цветового эквивалента звезды, если пользоваться только ее спектральной классификацией по HD, т. е. нормальным цветом, для данного спектрального подтипа<sup>1</sup> определяется дисперсией нормальных цветов, приведенной в таблице ХLI. Для подтипов B8—B9 она составляет в среднем  $\pm 0^m10$  (в системе данного каталога). Точность определения истинных цветов звезд оказывается на порядок ниже определения их внеатмосферных цветовых эквивалентов и, следовательно, точность определения истинных избытков цвета звезд практически полностью определяется дисперсией нормальных цветов<sup>2</sup>.

Таким образом, при использовании спектров HD реальная точность определения истинных избытков цвета звезд B8-B9 будет для системы настоящего каталога составлять всего лишь около  $\pm 0^m1$ , чему соответствует в международной системе  $\pm 0^m07$ .

Эта очень невысокая точность избытков цвета и ограничивает современные возможности использования настоящего фундаментального электроколориметрического каталога, заставляя нас временно отложить рассмотрение задачи об исследовании детального строения избирательно поглощающей материи около Солнца и ограничиться в настоящей работе двумя следующими проблемами.

1. Изучением распределения избирательного ослабления света в галактической зоне — изучением пока еще очень грубым и схематичным. Мы будем ставить перед собой задачу выяснения лишь самой общей картины распределения поглощающей материи. При этом исследовании будет весьма существенно, что данный каталог является фундаментальным, т. е. свободным от систематических ошибок, зависящих от направления на звезды.

<sup>1</sup> Что соответствует использованию приближенных избытков цвета.

<sup>2</sup> При дискуссии каталога мы использовали спектры HD, а не приводимые в нем ревидованные спектры.

2. Изучением соотношения между избытками цвета и яркостью Млечного Пути (парадокс Шайна) [40], [9]. Звезды настоящего каталога, расположенные сравнительно недалеко от Солнца, весьма пригодны для исследования этого соотношения. Но и здесь значительные затруднения возникают из-за отсутствия необходимых точных данных о расстояниях до звезд.

Таким образом, как уже неоднократно отмечалось, полноценное использование настоящего каталога для изучения избирательного ослабления света в Галактике — дело будущего. Что же касается разработанного здесь метода построения фундаментальных электроколориметрических (и электрофотометрических) каталогов, то даваемая этим методом высокая точность обеспечивает эффективное его использование и в настоящее время. Это относится, в частности, к такой актуальной для космогонии проблеме, как изучение тонкой структуры зависимости цветовых эквивалентов от абсолютной величины для звезд с хорошо известными расстояниями.

---

## ГЛАВА СЕДЬМАЯ

### НЕКОТОРЫЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ КАТАЛОГА

#### § 1. Общее распределение избирательно поглощающей материи в Галактике

Для многих задач звездной астрономии представляет значительный интерес получение сведений об общем распределении поглощающей материи в Галактике. Так, в ряде исследований весьма существенно знать те направления, в которых избирательное поглощение практически отсутствует. В частности, это очень важно при определении нормальных цветов звезд. Ограничиваясь, как обычно, сравнительно близкими звездами, расположенными в высоких галактических широтах, где тоже существуют области с заметным избирательным поглощением (см. ниже), можно прийти к не совсем правильным результатам. Между тем использование звезд, расположенных в низких галактических широтах — в областях свободных от поглощающей материи, имеет принципиальное преимущество — отсутствие возможного влияния эффекта абсолютной величины. Применение при выводе нормальных цветов некоторого среднего закона для поглощения в межзвездной среде, как это делалось в работе Н. Ф. Флори [36] и в настоящем исследовании, будучи несомненным шагом вперед, является, все же, лишь приближенным приемом — приводящим к известному завышению дисперсий истинных цветов.

Выявление направлений с малым поглощением необходимо вести по звездам, расположенным на различных расстояниях от Солнца, чтобы иметь возможность судить о глубине залегания областей Галактики, практически свободных от межзвездного избирательного поглощения. С этой точки зрения представляет интерес совместное использование настоящего каталога и каталога Стеббинса, Хатффера и Уитфорда [99], поскольку звезды последнего расположены, в среднем, на больших расстояниях.

Остановимся сначала на рассмотрении общей картины распределения избирательно поглощающей материи, получаемой на основании данных настоящего каталога. Для этого построим карты распределения избытков цвета в галактической системе координат. Избытки цвета, значения которых относятся к определенным интервалам, будем изображать кружками различного размера и заполнения, как это видно из поясняющего рис. 68. На этом рисунке приведены также сокращенные, условные обозначения интервалов, для величины которых было принято значение  $0^m1$ . Это значение меньше чем то, которое следовало бы принять исходя из найденной ранее ошибки определения истинного избытка цвета ( $\sim \pm 0^m1$ ). Но, как отмечалось уже выше, применение учета влияния межзвездного поглощения по среднему закону преувеличивает несколько значение дисперсии истинных цветов, а, следовательно, приводит к завышенному значению ошибки определения избытков цвета. Это и дает основание при-

нять несколько пониженное значение для интересующих нас интервалов. Следует иметь в виду, что всегда есть известная вероятность того, что вследствие ошибки в определении избытка цвета, звезда перейдет в один из соседних интервалов.

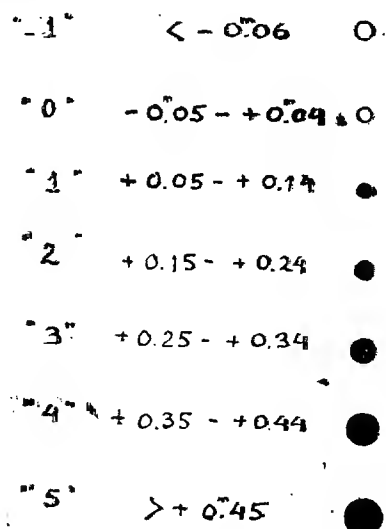


Рис. 68

Можно считать, что для интервалов «-1» и «0» избирательное поглощение практически отсутствует. Попадание звезды в интервал «1» дает уже известное указание на наличие некоторого поглощения, особенно если наблюдается не отдельное значение, а целое скопление избытков относящихся к этому интервалу. Всем остальным интервалам соответствует вполне реальное избирательное поглощение.

Результаты, показывающие распределение избытков цвета звезд настоящего каталога, приведены на трех картах (отдельные листы в конце работы). Одна из них (карта I) относится к высокоширотным звездам первого списка; на этой карте нанесены также звезды A0 из третьего списка, остальные (карты II и III) — к звездам второго, основного, списка. На картах, рядом с обозначением интервала избытка цвета, указывается и расстояние до соответствующей звезды в килопарсеках, вычислявшееся по формуле

$$\log r = 0.2(m_B - M_B - 2.1E) - 2^1.$$

Для сокращения записи на картах, дробные значения записываются сокращенно, опуская ноль перед точкой. Точность определения расстояния составляет, как известно, около 40% [29].

<sup>1</sup> При вычислении расстояний было учтено, что звезды второго списка с №№ 70, 77, 79, 81, 116, 214, 283, 325, 358, 452, 681, 721, 785, 809 и 859 являются сверхгигантами.

Раньше, чем перейти к рассмотрению карт, сделаем следующие предварительные замечания.

Чтобы иметь возможность быстро и наглядно судить о фактических отклонениях избирательного поглощения от среднего закона Паренго (глава VI, § 2) был построен график (рис. 69), дающий галактические зоны, соответствующие принятому делению избытков цвета на интервалы. На оси абсцисс отложены расстояния в галактической плоскости, а на оси ординат возвышения над нею. На рисунке нанесены, также, некоторые галактические широты и границы зон для принятых нами интервалов — соответствующие ходу поглощения по среднему закону Паренго.

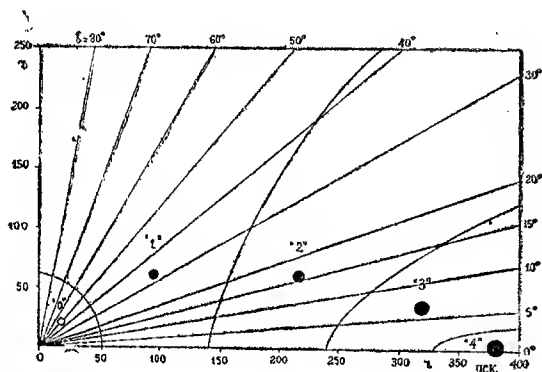


Рис. 69

При рассмотрении карт распределения избытков цвета следует иметь в виду и хорошо известный эффект селекции [36], когда общее поглощение, сопутствующее избирательному, настолько ослабляет видимые величины звезд, что в программе наблюдений, ограниченной определенной звездной величиной, остаются лишь наиболее близкие звезды. Этот эффект приводит к значительному обеднению числа наблюдаемых звезд в областях с большим поглощением.

Рассмотрение карты I, относящейся к звездам первого списка, сразу же позволяет заключить, что и в высоких галактических широтах по сравнительно близким звездам, лежащим на расстоянии порядка ста парсек и даже менее, выявляются области с заметным избирательным поглощением. Сюда в первую очередь относится область с центром около  $l = 180^\circ$ ;  $b = +65^\circ$ , расположенная весьма далеко от зоны избегания. Интересно отметить, что эта область — со скоплением темных туманностей, отмеченным на карте Лундмарка и Мелота [118], [114]. Наибольшее скопление темной материи в этом районе приходится, согласно последним авторам, на область с центром около  $l = 170^\circ$ ,  $b = +40^\circ$ . Однако для этой области на карте I имеется лишь одна звезда, расположенная на расстоянии 95 парсек, которая не показывает какого либо покраснения. Очевидно, что здесь необходимы дополнительные наблюдения. Из других областей с заметным избирательным поглощением следует отметить две области, расположенные на южной границе зоны избе-



гания — с центрами на широте около  $-25^\circ$  и долготами равными  $130^\circ$  и  $180^\circ$ . Можно также отметить область с центром  $l = 200^\circ$ ;  $b = +35^\circ$ . Мы не говорим о хорошо известной области со значительным поглощением в районе экваториального северного полюса, которая весьма слабо намечается на карте I из-за недостаточно большого числа звезд нашего каталога попадающих в эту область.

Наряду с областями характеризующимися заметным избирательным поглощением намечаются и области, достаточно свободные от влияния межзвездной материи. Из них можно отметить, хотя бы, те, у которых центры расположены при  $l = 170^\circ$ ;  $b = -30^\circ$  и  $l = 20^\circ$ ;  $b = -40^\circ$ .

Нам представляется крайне интересным расширение исследований избирательного поглощения в сравнительно близких к нам районах высоких галактических широт с целью более уверенного выявления областей, как отягощенных избирательным поглощением, так и свободных от последнего. Для этого было бы целесообразно провести электроколориметрические наблюдения слабых звезд В8-В9, а также звезд более поздних классов и, в частности звезд А и карликов F—G. Для последних дисперсия истинных цветовых эквивалентов, повидимому, очень незначительна [119], что крайне важно для получения уверенных избытков цвета.

Карты II и III дают распределение избытков цвета, наблюдаемых нами звезд, для галактической зоны с широтами  $|b| \leq 20^\circ$ , ограниченной с одной стороны склонением  $-24^\circ$ , а с другой — долготой равной  $180^\circ$ .

При рассмотрении этих карт сразу же бросаются в глаза большие, хорошо известные области со значительным поглощением, начинающимся сравнительно близко к Солнцу. Одна из этих областей расположена в интервале долгот  $330^\circ - 20^\circ$  (карта II) и простирается несколько дальше в сторону больших долгот в северной части галактического пояса. Это — известная область большого поглощения, которая охватывает созвездия Змееносца, Стрельца, Змеи и Щита. Вторая область, также захватывающая большую часть галактической зоны, простирается, начиная, примерно, от  $80^\circ$  долготы и тянется до долгот, равных  $150^\circ - 160^\circ$  (карта III), проходя по созвездиям Кассиопеи, Персея, Возничего, Близнецов и Тельца. Начало ее лежит, в основном, с северной стороны от галактического экватора, затем охватывает, практически, всю рассматриваемую зону и при больших галактических долготах уходит на юг к созвездию Ориона.

Распределение избирательного поглощения и в галактической зоне хорошо соответствует распределению темной материи, даваемому картой Лундмарка и Мелота.

Область, заключенная между долготами  $20^\circ - 80^\circ$  обладает сложной структурой с преобладанием малого поглощения на небольших расстояниях от Солнца. Наконец весьма наглядно обнаруживается и хорошо известная область малого поглощения для галактических долгот, больших  $160^\circ$  (карта III), в которой расположено и галактическое окно, лежащее в направлении на антицентр (см. карту I). Интересно отметить, что для среднего закона избирательного поглощения (по Паренaго) практически все звезды нашего основного списка должны были бы попасть в третью зону рис. 69 («2»). Области, характеризующиеся преобладанием избытков цвета, относящихся к интервалам «-1» и «0», как это имеет место в только что рассмотренных участках галактической зоны, могут действительно считаться свободными от избирательно поглощающей материи.

Таким образом рассмотрение построенных нами карт сразу дает наглядное представление об общей структуре избирательно поглощающей межзвездной среды для среднего расстояния от Солнца порядка 200—250 парсек и позволяет выявить те области, которые практически свободны от избирательного поглощения.

Ввиду недостаточной точности определения избытков цвета для отдельных звезд, нам кажется еще преждевременным проведение детального сопоставления полученной общей карты распределения избытков цвета с многочисленными исследованиями избирательного поглощения, выполненными для отдельных участков галактической зоны. Исчерпывающая библиография этих работ приведена в опубликованном недавно наиболее значительном исследовании этого рода, выполненном в Абастуманской астрофизической обсерватории Е. К. Х а р а д з е для сорока трех площадей Каптейна [37]. Отметим только, что проведенное, совершенно предварительное, сопоставление с некоторыми работами показывает, однако, вполне удовлетворительное согласие и подтверждает реальность многих структурных особенностей в распределении поглощающей материи, выявляющихся на приведенных выше картах. Это дает все основания надеяться, что повышение точности определения избытков цвета на основе прецизионной спектральной классификации наблюдаемых нами звезд позволит получить достаточно детальную картину распределения поглощающей материи во всей изученной нами галактической зоне.

Рассмотрение карт II и III и сопоставление, в частности, избытков цвета звезд близко расположенных в пространстве, позволяет заподозрить принадлежность некоторых звезд к сверхгигантам. Список этих звезд приводится в таблице XLII, в которой даются номера нашего основного списка, избытки цвета и расстояния, вычисленные в предположении, что данные звезды действительно являются сверхгигантами.

Таблица XLII

№	$E$	$r$	№	$E$	$r$
83	+ 0.52	1.58	335	+ 0.45	1.67
94	+ 0.42	2.09	417	+ 0.54	1.51
95	+ 0.49	1.91	747	+ 0.56	1.66
150	+ 0.57	1.00	761	+ 0.51	1.58
164	+ 0.74	1.38	791	+ 0.51	1.66
180	+ 0.61	1.38	799	+ 0.85	0.95
235	+ 0.60	1.71	806	+ 1.41	0.53
209	+ 0.81	0.66	816	+ 0.66	0.96

Представляло бы несомненный интерес провести ревизию спектров всех звезд, включенных в таблицу XLII.

Как отмечалось уже выше, особый интерес представляет структура поглощающей материи в направлениях с возможно малым избирательным поглощением. Поэтому мы остановимся сейчас на несколько более детальном рассмотрении двух областей галактической зоны, а именно на участках, ограниченных долготами  $20^{\circ}$ — $60^{\circ}$  и  $140^{\circ}$ — $180^{\circ}$ . Для анализа пространственной структуры этих областей привлечем данные каталога С т е б б и н с а, Х а ф ф е р а и У и т ф о р д а [99]. В связи с этим необходимо редуцировать значения избытков цвета этого последнего каталога к на-

шей системе. Здесь можно идти различными путями. Один из них — это привести цветовые эквиваленты каталога Стеббинса к нашей системе с помощью таблицы XXXVII (стр. 188), привести к этой же системе нормальные цвета, полученные для этого каталога Н. Ф. Флорей [36] и образовать на основании полученных данных искомые избытки цвета. Другой и, как нам кажется, гораздо более простой и прямой путь — это найти на основании общих звезд непосредственное соотношение между избытками цвета, даваемыми в обоих каталогах. Мы остановились на этом последнем пути. Соотношение между обеими системами избытков цвета приведено на рис. 70. Переход от одной системы избытков к другой может

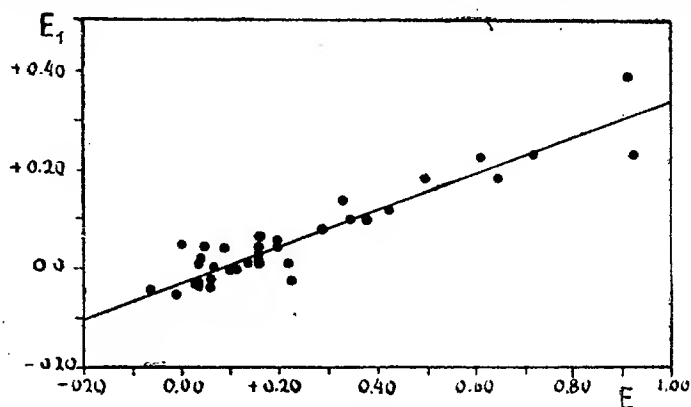


Рис. 70

осуществляться с помощью следующего выражения, полученного методом наименьших квадратов:

$$E_1 = -0^m029 + 0^m365 E \pm 0.009 \pm 0.025 \quad (1)$$

Это уравнение дает возможность установить интервалы избытков цвета каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда, которые соответствуют принятым нами выше интервалам для нашего каталога, а именно

$\Delta E$	$\Delta E_1$
$< -0^m06$	$< -0^m06$
$-0^m05 - +0^m04$	$-0^m05 - -0^m02$
$+0^m05 - +0^m14$	$-0^m01 - +0^m02$
$+0^m15 - +0^m24$	$+0^m03 - +0^m05$
$+0^m25 - +0^m34$	$+0^m06 - +0^m09$
$+0^m35 - +0^m44$	$+0^m10 - +0^m13$
$> +0^m45$	$> +0^m14$

Как видим, мы рассматриваем отдельно только сравнительно небольшие избытки цвета каталога Стеббинса ( $< +0^m14$ ); все большие значения мы объединяем в одну группу. Это и понятно, т. к. нас интересуют сейчас области с малым поглощением, не превосходящим немногих сотых звездной величины в системе Стеббинса.

Вычисление расстояний (в килопарсеках) для звезд каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда велось по формуле

$$\log r = 0.2(m_B - M_B - 7.5E_1) - 2,$$

принимая для нормальных цветов значения, выведенные Н. Ф. Флорей [36], а для визуальных абсолютных величин — значения, полученные П.П. Паренато [29].

Для каждой из рассматриваемых областей было построено по четыре карты, на которых наносились, по данным обоих каталогов, избытки цвета (в принятой системе интервалов), приходящиеся на следующие интервалы расстояний от Солнца (в килопарсеках):

$$<0.19; \quad 0.20 - 0.39; \quad 0.40 - 0.69; \quad >0.70.$$

Карты для первой области, расположенной между галактическими долготами  $20^\circ - 60^\circ$ , приведены на рис. 71—74. Рассмотрение этих карт показывает, что мы имеем здесь случай весьма сложной структуры поглощающей материи, как это было уже видно и из приводившейся выше карты II. Особое внимание обращает на себя область, практически свободная от поглощения, расположенная к югу от галактического эква-

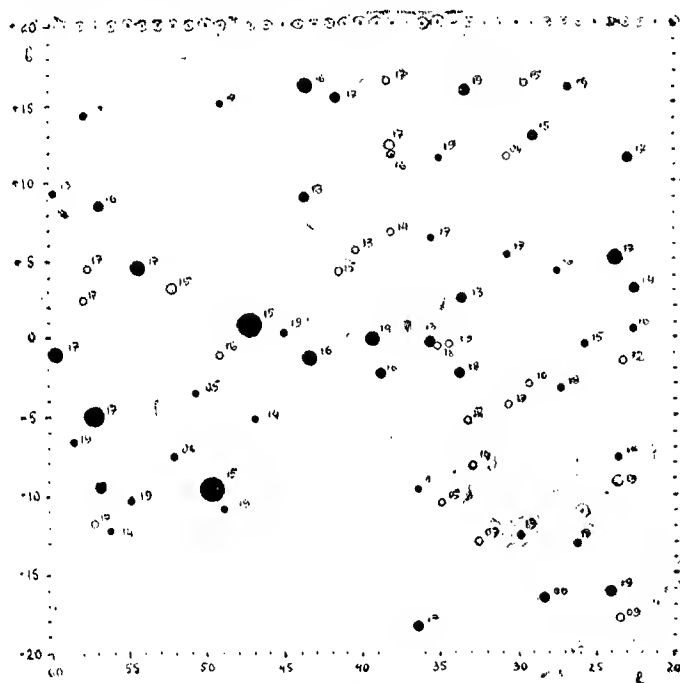


Рис. 71

тора и распространяющаяся, своеобразным выступом, к северу от последнего — примерно до широты  $+10^\circ - +12^\circ$  в интервале долгот около  $28^\circ - 38^\circ$ . Заметное поглощение для этой области начинается лишь на расстоянии около 400 парсек. Вне ее избирательно поглощающая материя располагается значительно ближе — на расстоянии всего 150—200 парсек. На таком же, сравнительно небольшом, расстоянии располагаются и отдельные облака межзвездной материи, вызывающие незначительное поглощение в плоскости галактического экватора между долготами  $28^\circ - 38^\circ$ .

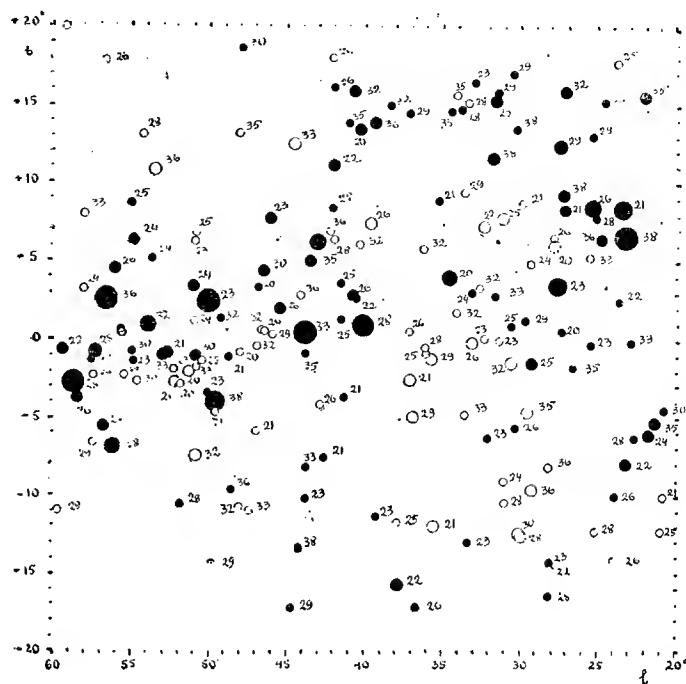


Рис. 72

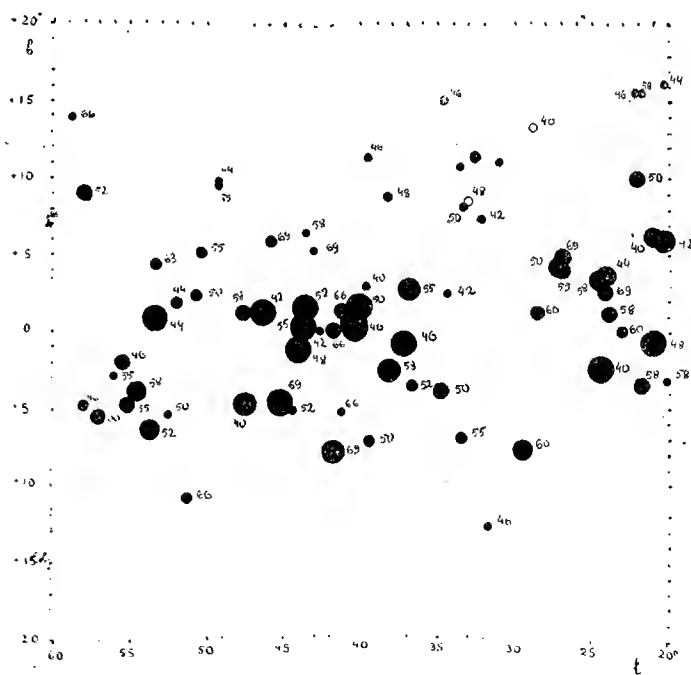


Рис. 73

Еще одной областью малого поглощения, отчетливо выявляющейся на рассматриваемых рисунках, является область, расположенная к северу от широт  $+7^{\circ}$  —  $+8^{\circ}$ , с долготами, большими чем  $42^{\circ}$ . Границу, на которой начинается здесь заметное поглощение, определить по данному материалу не представляется возможным — ввиду отсутствия в этом районе достаточно далеких звезд типа В. Но, как видно из рис. 72, эта граница лежит во всяком случае дальше чем на 350 парсеках. Это находит подтверждение и в том, что одна звезда, расположенная в этом районе на расстоянии более 1.500 парсек (рис. 73), не показывает никакого покраснения.

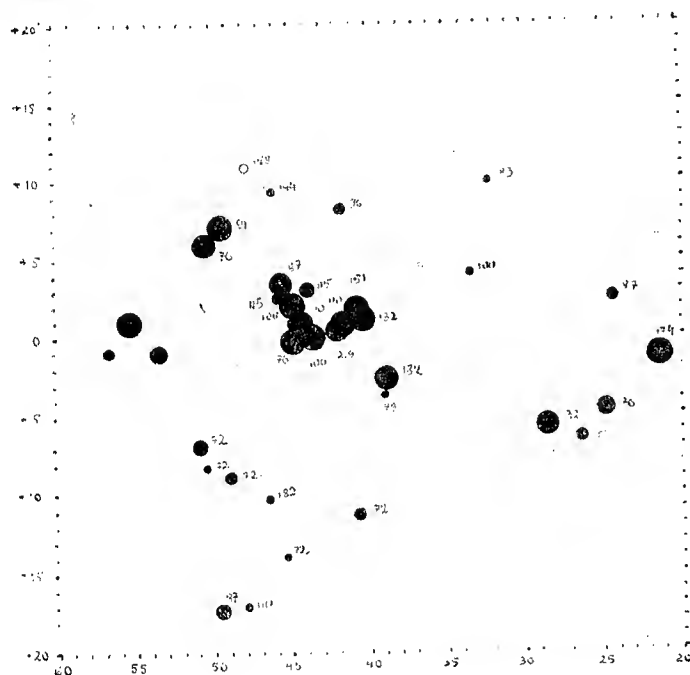


Рис. 74

Переходя к рассмотрению второй области, ограниченной долготами  $140^{\circ}$ — $180^{\circ}$ , строим карты подобные тем какие были построены и для первой. Эти карты, приведенные на рис. 75—78, показывают, что здесь область малого поглощения захватывает значительный район к северу от галактического экватора между долготами  $160^{\circ}$ — $175^{\circ}$ , распространяясь до широт около  $+15^{\circ}$ . Эта область распространяется и к югу от экватора до широт порядка  $-5^{\circ}$  —  $-10^{\circ}$ . Здесь поглощение начинается на расстоянии около 400 парсек. Еще южнее лежит область с весьма сложной структурой поглощающей материи в созвездии Ориона. Отдельные облака с малым поглощением можно видеть также к югу от галактического экватора, между долготами  $150^{\circ}$ — $160^{\circ}$ . Поглощающая материя находится здесь на расстоянии, примерно, 300—400 парсек. В областях же с большим поглощением, расположенных в рассматриваемой области, можно констатировать наличие межзвездной материи по самым близким из

наблюдаемых звезд, находящихся на расстоянии всего порядка ста парсек.

Нам кажется весьма интересным расширить исследование областей малого поглощения, расположенных в низких галактических широтах, используя электроколориметрические наблюдения звезд более поздних спектральных типов.

Сравнение полученных нами выводов о распределении избирательно поглощающей материи с данными известной карты П. П. Паренато, дающей распределение коэффициентов общего поглощения для всей галактической зоны [29], показывает, что здесь не наблюдается значительного соответствия. Это и понятно. Карта Паренато построена, в основном, по данным для далеких объектов и может приминаться, конечно, тоже только к объектам, расположенным на подобных расстояниях. В настоящем же исследовании мы имеем дело со сравнительно близкими звездами, расположенными, в среднем, ближе чем на расстоянии 300 парсек.

## § 2. О соотношении между избытками цвета звезд и яркостью Млечного Пути

В настоящее время считается общепризнанным, что фотометрическая структура Млечного Пути в значительной мере обусловлена поглощением в темной межзвездной материи. Теория флюктуаций поверхностной яркости Млечного Пути разработана В. А. Амбарцумяном [1]. В случае, если поглощение имеет избирательный характер, должна наблюдаться корреляция между яркостью Млечного Пути и избытками цвета звезд, расположенных за облаками поглощающей материи. Наличие такой корреляции является одним из доказательств существенной, если не основной роли межзвездной материи в формировании видимой структуры Млечного Пути.

Между тем, сопоставляя избытки цвета звезд каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда со значениями яркости Млечного Пути, полученными Паннекуком [86], Г. А. Шайн не обнаружил ожидавшейся корреляции (так называемый парадокс Шайна) [40]. Как было показано, затем, Б. В. Кукаркиным [9], для обнаружения такой корреляции необходимо основываться лишь на звездах, расположенных в определенном интервале расстояний. Известно [117], что фотометрическая структура Млечного Пути, обусловленная неравномерностью межзвездного поглощения, может вызываться лишь облаками, находящимися сравнительно близко к Солнцу — на расстояниях порядка 100—200 парсек. Для расстояний около 400 парсек, фон, создаваемый более близкими звездами, становится настолько значительным, что вуалирует контрасты, обусловленные темными облаками, расположенными на подобных расстояниях. Выделив, поэтому, из всего имевшегося в его распоряжении подходящего наблюдательного материала, звезды, расположенные на расстояниях от 160 до 260 парсек и ограничившись широтами  $|b| \leq 5^\circ$ , Б. В. Кукаркин обнаружил достаточно определенную корреляцию между избытками цвета и яркостями соответствующих мест Млечного Пути. Дисперсия этого соотношения была, однако, очень значительна. Это и не удивительно. Как хорошо известно, и как весьма наглядно видно из карт распределения избытков цвета, построенных в предыдущем параграфе, расстояния до поглощающей материи весьма различны в различных частях галактической зоны. Между тем легко видеть, что даже в самом простом случае, когда

звезды, по которым ведется определение избытков цвета, берутся на одном расстоянии, а фон более далекого звездного поля постоянен по яркости, различное расположение поглощающей материи будет давать существенно различный ход для интересующего нас соотношения.

Остановимся на этом несколько подробнее. Построим сначала соотношение между избытками цвета и яркостью Млечного пути для того простейшего случая, когда однородное облако избирательно поглощающей материи проектируется на равномерный фон звездного поля. Предположим, что рассматриваемое облако имеет достаточную оптическую толщину<sup>1</sup>, а также, что влияние звезд, расположенных, перед облаком, незначительно. Это вполне допустимо для расстояний порядка 200 парсек, поскольку средняя величина звезд, находящихся на этом расстоянии, составляет около  $8^m.5$  [113]. В цветовой системе настоящего каталога общее фотографическое поглощение в 3.5 раза больше, чем избирательное (см. стр. 199). Поэтому изменение фотографической яркости Млечного Пути (в звездных величинах с квадратного градуса), вызванного проектирующимся на него облаком избирательно поглощающей материи, также будет в 3.5 раза больше, чем связанное с этим покраснение — избыток цвета. Переходя от системы единиц, в которой поверхностная яркость выражается в звездных величинах с квадратного градуса к системе, принятой П а н е к у к о м (число звезд десятой величины на квадратный градус), получаем рис. 79, дающий совокупность соотношений между поверхностной яркостью Млечного Пути ( $B$ ) и величиной покраснения, вызываемой затемняющим облаком, (избытком цвета расположенных за облаком звезд) ( $E$ ). Различные соотношения соответствуют различным же значениям поверхностной яркости незатемненного облаком Млечного Пути ( $B_0$ ), а именно 250, 200 и 150 звезд десятой величины на кв. градус. Каждая кривая рис. 79 показывает, следовательно, как изменяется поверхностная яркость Млечного Пути и избыток цвета звезд при нарастании оптической толщины избирательно поглощающего облака межзвездной материи.

Некоторому однородному облаку и определенной яркости незатемненного Млечного Пути соответствует некоторая же определенная точка диаграммы ( $B - E$ )<sup>2</sup>. Посмотрим как будет влиять на положение этой точки появление на пути луча зрения дополнительных поглощающих масс и переход к наблюдению звезд, расположенных на различных расстояниях по отношению к облаку. При этом предполагаем, что все наблюдения свободны от ошибок.

<sup>1</sup> Напомним, что среднее облако характеризуется следующими параметрами [114]: его линейные размеры составляют около 10 парсек, чему на расстоянии в 200 парсек соответствует угловая величина около  $3''$ , а оптическая толщина облака в фотографических лучах — около  $0^m.25$ . В нашей цветовой системе такое облако вызовет покраснение всего лишь около  $0^m.07$ . Значительные контрасты Млечного Пути, обусловленные облаками, расположенными на небольших расстояниях от Солнца могут вызываться лишь облаками с достаточно большой оптической толщиной.

<sup>2</sup> Если облако обладает достаточно большой поверхностью и его оптическая толщина меняется в различных его частях, то наблюдения находящиеся за облаком звезд дадут точки, располагающиеся вдоль кривой  $a - b$ .



Возьмем на любой из полученных кривых рис. 79 некоторую точку. Пусть это будет хотя бы точка  $A$  на кривой, соответствующей  $B_0=200$  ( $a-b$ ).

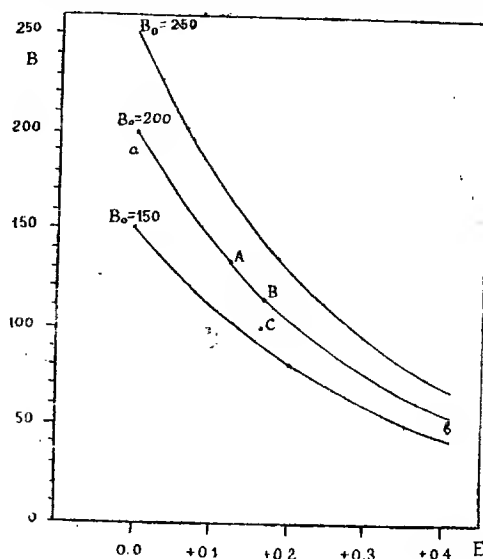


Рис. 79

Если имеется только одно поглощающее облако, то все наблюдения звезд, расположенных до него будут соответствовать точке  $a$ , а звезд, расположенных за облаком — точке  $A$ . Если предположить, что кроме облака, определяющего точку  $A$ , имеются еще облака, которые могут располагаться как ближе, так и дальше чем оно, то легко видеть, что облако, более близкое к Солнцу сместит точку  $A$  в точку  $C$  — внеся некоторое избирательное поглощение и ослабив поверхностную яркость Млечного Пути; более же далекое облако вызовет только ослабление этой яркости, которое будет тем больше, чем ближе расположено второе облако, т. к. при этом будет ослабляться яркость общего звездного поля. Поэтому ясно, что там, где поглощающие облака отходят далеко от Солнца, поверхностная яркость Млечного Пути существенно возрастает. Наличие нейтрального поглощения, на каком бы расстоянии оно ни находилось, сместит точку  $A$  прямо вниз, причем из-за влияния звездного поля это смещение будет тем больше, чем ближе находится поглощающая материя. Нельзя также не учитывать и реальной структуры облаков Млечного Пути, что отразится на изменении  $B_0$  и, следовательно, сместит точку  $A$  или вверх или вниз. Наконец нельзя пренебрегать и тем фактом, что освещенность темных облаков рассеянным светом звезд является весьма заметной величиной [115], [116]. Влияние этого последнего фактора действует, очевидно, в том смысле, что точки (на рис. 79), соответствующие звездам, расположенным на луче, проходящем через облако, будут несколько приподняты. Это относится, в основном, к правой части рисунка, где поглощение наиболее значительно.

Таким образом, если учесть, что на больших участках галактической зоны мы имеем весьма сложную структуру поглощающей материи, распо-

лагающей иногда в несколько рядов разной оптической толщины и на различных расстояниях от Солнца, то совершенно очевидно, что дисперсия соотношения  $B-E$ , построенного для всей такой области, должна быть весьма значительной.

На основании изложенного можно ожидать, что изучение отдельных областей Млечного Пути, выбранных в результате рассмотрения карты избытков цвета, должно дать значительно более четкое соотношение между избытками цвета и яркостями Млечного Пути.

Звезды данного каталога являются весьма благоприятным материалом для изучения интересующей нас зависимости, поскольку их среднее расстояние от Солнца составляет 200—250 парсек. Это обстоятельство и побудило нас использовать настоящий каталог для рассмотрения данного вопроса. Правда, это рассмотрение может быть, пока, только предварительным из-за уже неоднократно отмечавшейся малой точности избытков цвета, недостаточно точного определения расстояний до звезд, недостаточно надежной фотометрии Млечного Пути и пока еще слишком небольшого числа электроколориметрических наблюдений — недостаточно для изучения сравнительно небольших, однородных по своему строению, участков галактической зоны.

Значения поверхностной яркости Млечного Пути были взяты из работ П а ц п е к у к а [86] и П а н н е к у к а и К у л б у л д а [87]. Эти значения получены с помощью внефокальной фотографической фотометрии, что неизбежно приводит к некоторому сглаживанию флюктуаций поверхностной яркости. Г. И. Р у с а к о в ы м был предложен способ учета этого последнего эффекта [114]. Мы не воспользовались, однако, этим способом, считая рассмотрение вопроса, основывающееся на цитированных работах, только первым приближением. В дальнейшем необходимо основываться на более детальной и точной фотометрии Млечного Пути.

Раньше чем перейти к рассмотрению зависимостей  $B-E$  для отдельных областей галактической зоны, мы посчитали интересным сравнить результаты, получающиеся по нашим данным, с результатами работы Б. В. К у к а р к и н а, построив с этой целью диаграмму  $B-E$  для всех звезд нашего каталога, лежащих в пределах галактических широт  $|b| \leq 5^\circ$  с расстояниями  $160 < r < 260$  парсек, что полностью соответствует зоне Галактики, рассматривавшейся Б. В. К у к а р к и н ы м. Построенная диаграмма приведена на рис. 80. Она совсем не показывает столь отчетливой корреляции, какая была получена Б. В. К у к а р к и н ы м. Если и можно заметить некоторую тенденцию увеличения средней яркости с избытком цвета, то эта тенденция весьма незначительна и ни в коей мере не идет в сравнение с тем, что можно было бы ожидать на основании рис. 79. При рассмотрении рис. 80, можно сделать также следующие замечания. Все звезды, расположенные в правой верхней части диаграммы, являются по видимому сверхгигантами, расположенными за мощным звездным полем и последующими поглощающими облаками. Если не принимать их в рассмотрение, то обращает на себя внимание уменьшение дисперсии значений поверхностной яркости Млечного Пути по мере увеличения избытков цвета. Интересно также отметить практически полное отсутствие значений яркостей меньших, чем 80. Мы наблюдаем как бы резкую границу, проходящую у этой яркости для всех значений избытков цвета.

Придя к заключению, что наш материал не дает заметной корреляции между избытками цвета и яркостью Млечного Пути для всей галактиче-

ской зоны в целом, перейдем к построению диаграмм  $B-E$  для меньших и более однородных областей.

Разделим все звезды на три группы, соответствующие следующим интервалам расстояний (в парсеках):

$$r < 160; \quad 160 < r < 260; \quad r > 260.$$

Разобьем далее галактическую зону (карты II и III), заключенную, как и раньше, в пределах  $|b| \leq 5$  на следующие интервалы по долготам:

$$330^\circ - 20^\circ; \quad 20^\circ - 70^\circ; \quad 70^\circ - 155^\circ; \quad 155^\circ - 180^\circ.$$

Первая и третья из этих областей характеризуются мощным, близко расположенным поглощением; вторая — очень пестрой структурой поглощающей материи, при наличии участков высокой прозрачности; четвертая

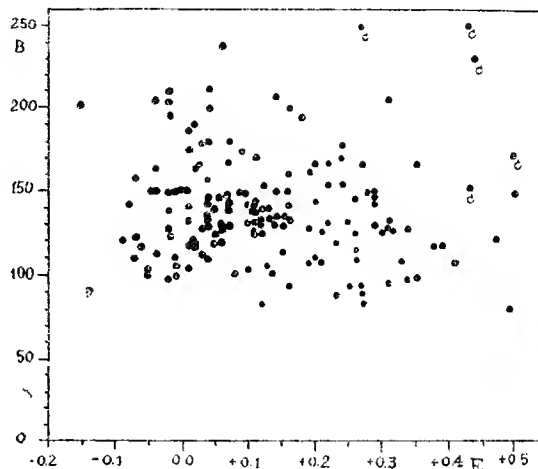


Рис. 80

лежит в зоне галактического окна и характеризуется, как и вторая, участками большой прозрачности; яркость Млечного Пути в четвертой области отличается большой равномерностью. Конечно такое деление еще очень грубо, но мы не располагаем сейчас достаточно большим наблюдательным материалом.

Диаграммы, построенные для указанных четырех областей, приведены на рис. 81—84. Данные для звезд, расположенных на расстояниях меньших 160 парсек нанесены кружками; для звезд, расположенных на расстояниях 160—260 парсек — перекрещенными кружками, а для звезд, у которых расстояния больше 260 парсек — точками.

Рассмотрение рис. 81—84 показывает, что только на одном из них, а именно на рис. 81 намечается некоторая зависимость для более близких звезд. Некоторую тенденцию зависимости можно отметить, быть может, еще только для таких же звезд на рис. 83 и промежуточных звезд на рис. 82. Все же остальные группы звезд не показывают никакой корреляции между избытками цвета и яркостью Млечного Пути. Особое внимание обращает на себя область с долготами  $155^\circ < l < 180^\circ$  (рис. 84), для которой наблюдаются достаточно значительные колебания в избытках цвета, при весьма незначительных изменениях яркости Млечного Пути.

Какова причина отсутствия корреляции в большинстве из рассмотренных выше случаев? В значительной степени дело может заключаться

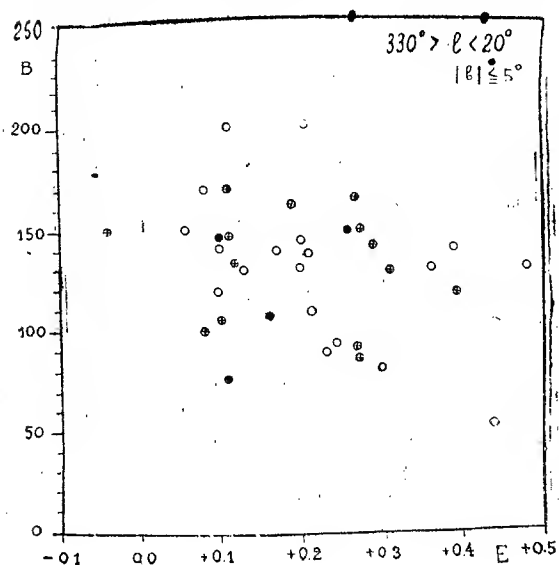


Рис. 81

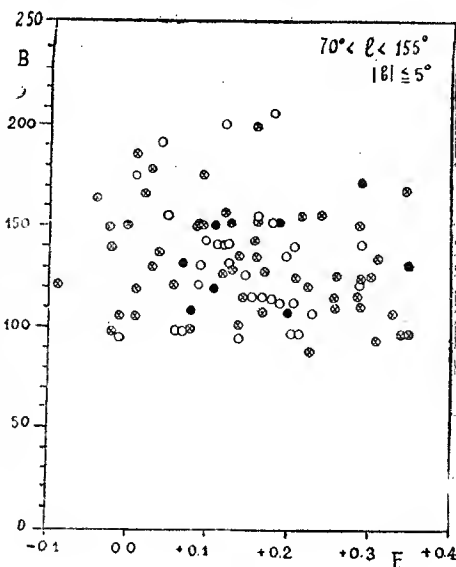


Рис. 83

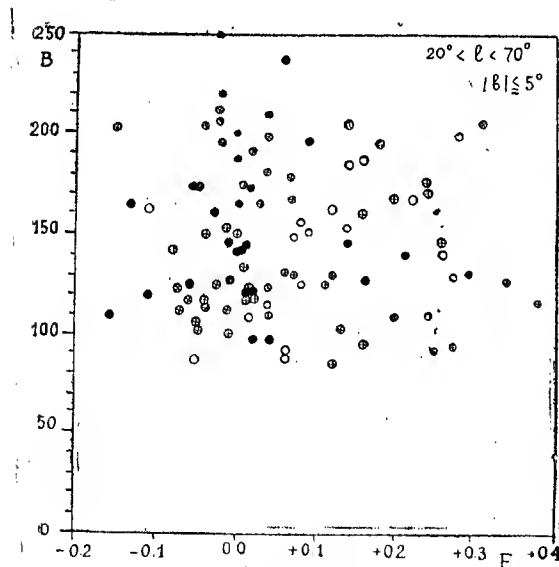


Рис. 82

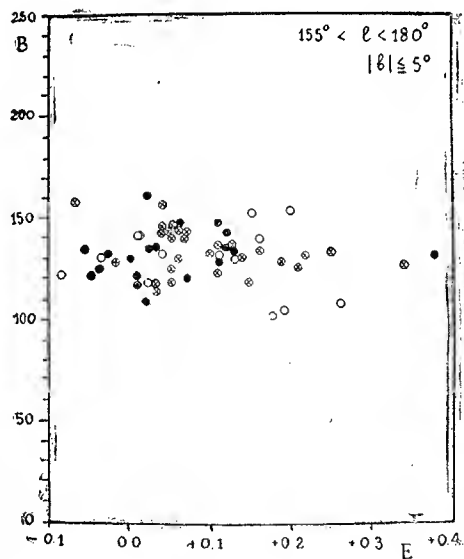


Рис. 84

в том, что деление только на четыре области является несомненно слишком грубым. Действительно, рассмотрение рисунков в процессе их построения показывает, что в ряде случаев можно наблюдать система-

15. აბსტრაქტის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ., № 14

тическую группировку точек в определенных частях диаграмм  $B-E$  для различных участков галактической зоны. Так, например, на рис. 83 для звезд (с избытками цвета равными нулю), лежащих на расстояниях между 160 и 260 парсеками и расположенными у  $70^\circ$ -ной долготы, яркость Млечного Пути составляет около 150 единиц, а для таких же звезд, но расположенных у долготы  $\sim 140^\circ$  она составляет только 100 единиц. Такая большая разница никак не может быть объяснена ни систематическими ошибками в фотометрии Млечного Пути, ни, тем более, ошибками в определении избытков цвета. Причина видимо лежит в реальных колебаниях яркости звездного фона, а также и в различной доле нейтрально-поглощающей материи. В связи с первым интересно отметить, что как раз в области созвездия Тельца при  $l = 140^\circ$  и  $b = 0^\circ$  весьма мала освещенность темных облаков, что указывает и на бедность звездного фона. Эта освещенность составляет здесь всего лишь около 35 звезд десятой величины с кв. градуса, тогда как в созвездии Лебеда она поднимается до 80 и выше единиц [116].

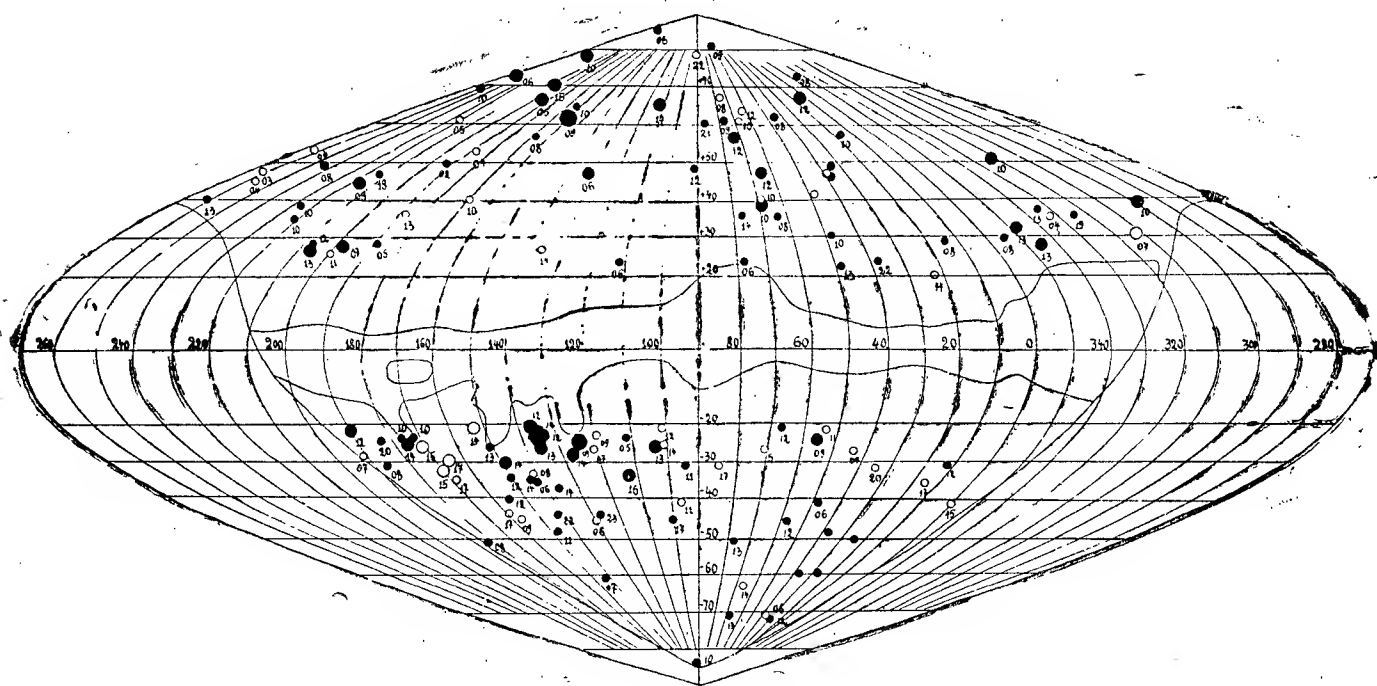
Во всяком случае мы стоим сейчас перед фактом, вытекающим из наших наблюдений, что для больших участков галактической зоны и расстояний звезд порядка 100—300 парсек не наблюдается, как правило, корреляция между избытками цвета и яркостью Млечного Пути. Это дает известные указания на реальность сложной структуры звездного фона и на возможность значительной роли нейтрально поглощающей материи в некоторых частях Галактики, как это следует и из работы М. А. В а ш а ж и д з е [3].

Для более глубокого изучения проблемы, представляется весьма существенным обратиться к комплексному изучению ряда избранных участков галактической зоны, для которых необходимо провести исследование избирательного поглощения до возможно больших глубин, звездные подсчеты вплоть до слабейших звезд и весьма тщательную электрофотометрию Млечного Пути. Электрофотометрические наблюдения Млечного Пути весьма существенны для выделения эффекта освещения межзвездной материи.

В заключение приношу глубокую благодарность всем бывшим и настоящим сотрудникам обсерватории за их помощь в наблюдениях и первичной их обработке и, в первую очередь, Э. С. Б р о д с к о й, Н. Л. М а г а л а ш в и л и, Т. Г. М е г р е л и ш в и л и и Е. К. Н и к о н о в о й. Считаю своим приятным долгом поблагодарить также президента Академии наук Армянской ССР В. А. А м б а р ц у м я н а, посоветовавшего мне, в свое время, провести эту работу, академика Г. А. Ш а й н а — за ряд ценных советов во время ее выполнения и проф. П. П. П а р е н а г о, предоставившего возможность воспользоваться данными карточного каталога ГАИИИ. Я хочу также поблагодарить директора Абастуманской обсерватории члена-корреспондента Академии наук Грузинской ССР Е. К. Х а р а д з е за исключительное внимательное отношение к настоящей работе и всемерное содействие ее выполнению.

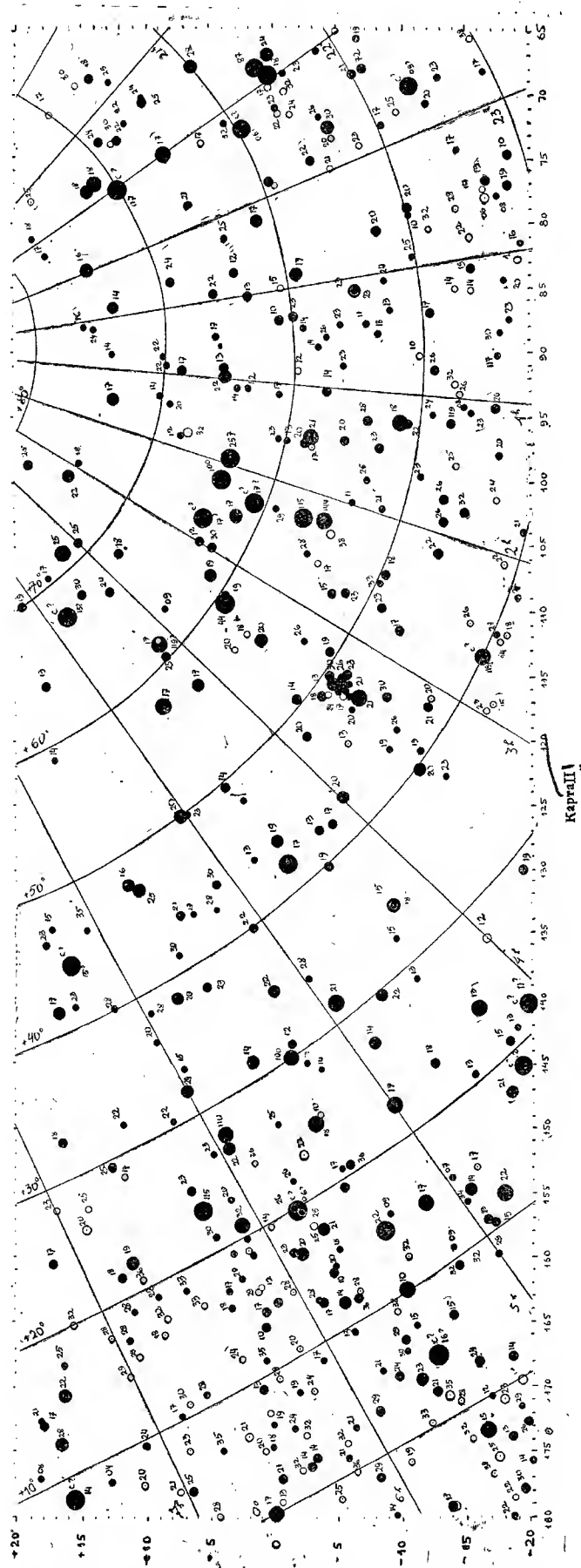
Март, 1952.

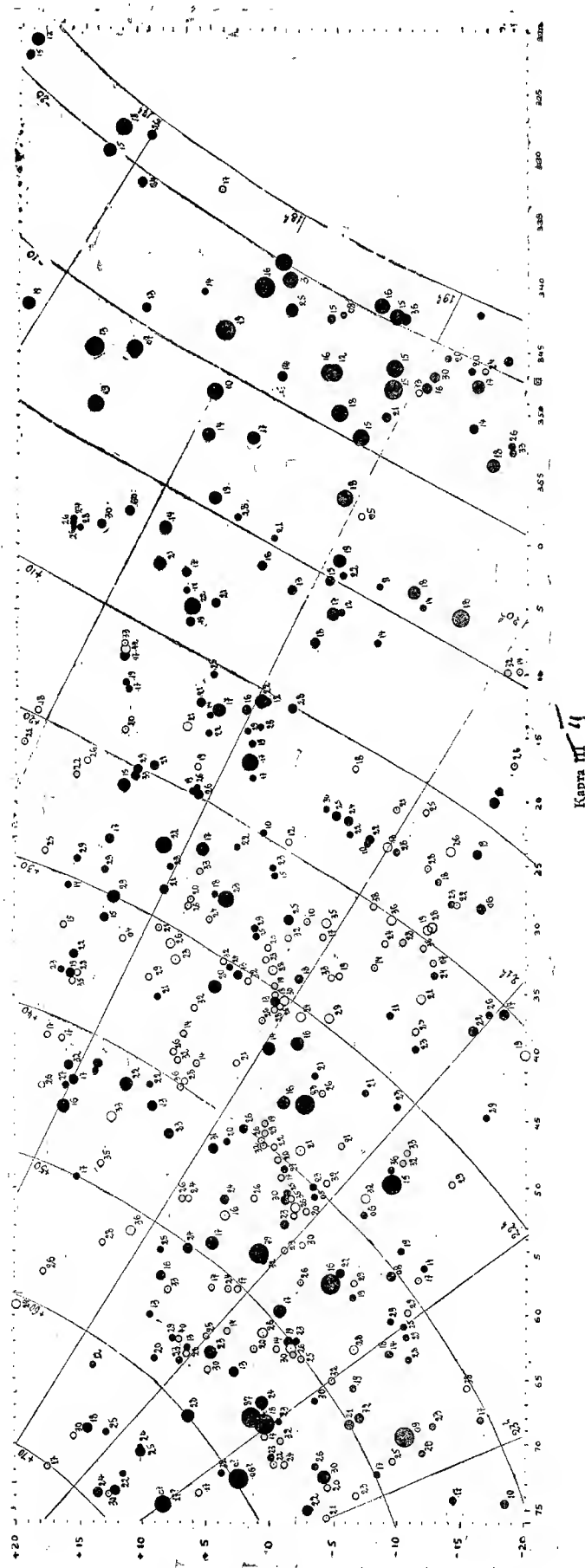
Sanitized Copy Approved for Release 2010/08/05 : CIA-RDP80T00246A036200010020-7



Карта 1

Sanitized Copy Approved for Release 2010/08/05 : CIA-RDP80T00246A036200010020-7







#### ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. О флуктуациях яркости Млечного Пути. ДАН, 44, 244, 1944; ДАН Арм. ССР 1, 3, 1944, Бюлл. Абаст. obs., № 8, 43, 1945.
2. Бартая Р. А. Определение спектральных параллаксов звезд ранних классов (В—А) по спектрам малой дисперсии. Бюлл. Абаст. obs., № 15, 1953.
3. Вашакидзе М. А. Определение нейтрального поглощения в Галактике. АЖ, 30, 143, 1953. Бюлл. Абаст. obs., № 13, 1953.
4. Герлих П. Фотоэлементы. 1948, стр. 227.
5. Грановский В. Электрические флюктуации. 1936, стр. 47.
6. Де-Бур Ж. Электронная эмиссия и явления адсорбции. 1936, стр. 27.
7. Костылев В. Изв. Энгельг. Obs. № 25, 8, 1947.
8. Кукаркин Б. В. АЖ, 17, 13, 1940.
9. » АЖ, 17, 19, 1940.
10. Лукьянов С. Ю. Фотоэлементы. 1948.
11. Мельников О. А. Пулк. Цирк. № 21, 3, 1937; Труды Пулк. obs., сер. II, 64, 1950.
12. » Бюлл. Абаст. obs. № 8, 50, 1945.
13. Мирзоян Л. Сообщ. Бюракан. obs., вып. VII, 41, 1951.
14. Москвин А. Фотоэлементы. 1934, стр. 74.
15. » Католюминесценция т. II, 1949.
16. Мустель Э. Р. Труды ГАИШ, 13, вып. 2 5, 1940; АЖ, 18, 297, 1941; 21, 133, 1944.
17. » Усп. астр. наук. 3, 173, 1947.
18. Никонов В. Б. Бюлл. Абаст. obs., № 4, 1, 1940.
19. » Сообщ. АН Груз. ССР 3, 509, 1942.
20. » Труды эксп. по набл. полн. солн. затм., 21 сент. 1941 г. 1949, стр. 42.
21. » ДАН, 45, 151, 1944.
22. Никонов В. Б., Куликовский П. Г. АЖ 16, 56, 1939.
23. Никонов В. Б., Никонова Е. К. Изв. Крым. obs. 1, 83, 1948.
24. » » Изв. Крым. obs. 9, 41, 1952.
25. » » Изв. Крым. obs. 9, 134, 1952.
26. Никонова Е. К. Изв. Крым. obs., 4, 114, 1949.
27. Павлов Н. Н. Изв. АН СССР, сер. физ. № 4/5, 1937; Труды ГАО 59, 18, 1946.
28. Паренаго П. П. АЖ, 17, 18, 1940.
29. » АЖ, 22, 129, 1945.
30. Прилежаев С. ЖТФ, 18, 39, 1450, 1939.
31. Пясковская-Фесенкова Е. В. АЖ, 23, 49, 1946.
32. Рожковский Д. А. Инст. Астр. Физ. АН Каз. ССР. 1950.
33. Сытинская Н. Н. АЖ, 21, 230, 1944.
34. Фесенков В. Г., Пясковская Е. В. АЖ, 2, 28, 1925.
35. Файнштейн С. ЖТФ, 18, 39, 1948.
36. Флоря Н. Ф. Труды ГАИШ, 16, 6, 1949.
37. Харадзе Е. К. Бюлл. Абаст. obs., № 12, 86, 1952.
38. Хлебников Н., Меламид А. Изв. АН СССР, сер. физ. 8, № 5, 309, 1944.
39. Царев Б. УФН, 14, 251, 1948.
40. Шайн Г. А. АЖ, 14, 293, 1937.

41. Курс астрофизики и звездной астрономии (под ред. А. Михайлова), т. I, 1951, глава XXV.
42. Фотоэлементы и элементы со вторичной эмиссией (сборник статей). 1937, стр. 59.
43. Abbott G. Ann. Smith. Astrophys. Obs. 5, Chap. V, 1932.
44. Atkinson R., Hunter A., Martin B. MN 100, 201, 1940.
45. Barbier D., Chalonge D. Ann. Aph. 2, 254, 1939.
46. " " Ann. Aph. 4, 30, 1941.
47. " " Ann. Aph. 10, 195, 1947.
48. Becker W. Veröff. Berlin—Babelsb. 10, Heft 4, 1933.
49. Bennett A. Aph. J. 85, 257, 1937.
50. Bottlinger K. Veröff. Berlin—Babelsb. 3, Heft. 4, 1923.
51. Bull A. Veröff. Berlin—Babelsb. 7, Heft 5, 1929.
52. Calder W. HA. 105, 445, 1937.
53. Daene H. AN. 278, 190, 1950.
54. Danjon A., Couder A. Lunettes et telescopes, 74, 1935.
55. Dufay I. CR. 228, 1277, 1947.
56. Eggén O. Aph. J. 111, 65; 81; 414; 1950.
57. " Aph. J. 112, 141, 1951.
58. Elvey C. Aph. J. 74, 298, 1931.
59. Elvey C., Mehlin T. Aph. J. 75, 354, 1932.
60. Engström R., JOSA. 37, 42, 1947.
61. Fabry Ch. Leçons de photometrie, 1924.
62. Forbes, Phil. Trans. RS Lond. 225, 1842.
63. Görlich P., Meyer E. Zs. f Aph. 16, 343, 1938.
64. Guthnick P. AN 210, 350, 1920.
65. Günther S. Zs. f Aph. 7, 106, 1933.
66. " Zs. f Aph. 22, 185, 1943.
67. Güssow M. Zs. f Aph. 20, 25, 1940.
68. Hall J. Aph J. 79, 145, 1934.
69. Hoffmann G. Phys. Zs. 37, 35, 1936.
70. Hunter A., Martin E. MN 100, 656, 1940.
71. Johnson N. PASP 60, 303, 1948; Aph. J., 107, 34, 1948.
72. Johnson H., Morgan W. Aph. J. 114, 522, 1951.
73. Kienle H., Strasse H., Wempe J. Zs. f Aph 16, 201, 1938.
74. Kron G. Lick Bull. № 499, 1939.
75. " PASP. 52, 951, 1940.
76. " PASP. 58, 241, 1946.
77. " PASP. 59, 190, 1947.
78. Kron G., Lynnsmith J. Aph. J. 113, 324, 1951.
79. Lallemand A. J. Phys. Rad. 10, N 7/9, 235, 1949.
80. Lindemann F., Lindemann A., Keeley T. Phil. Mag. 47, 577, 1924.
81. Macdonald P. Physics 7, 276, 1932.
82. Miczka G. Zs. f Aph. 25, 77, 1948.
83. Morgan W., Bidelman W. Aph. J. 104, 245, 1946.
84. Müller G. Photometrie der Gestirne.
85. Ohlsson J. Lund Ann. № 3, 1932.
86. Pannekoek A. Publ. Astr. Inst. Amsterd. № 3, 1933.
87. Pannekoek A., Koelbloed D. Publ. Astr. Inst. Amsterd. № 9, 1949.

88. Penick D. Rev. Sci. Instr. 6, 115, 1935.
89. Pettit E. PASP. 46, 28, 1934.
90. Rougier G. Ann. Obs. Strass. II fsc. 3, 1933; III fsc. 5, 1937.
91. Schilt J., Jackson C. AJ. 55, 9, 1949; 56, 209, 1952.
92. Schlesinger F., Jenkins. Bright Stars Catalogue. Yale. 1940.
93. Seares F., Joyner M. Aph. J. 98, 272, 1943.
94. " " Aph. J. 98, 302, 1943.
95. Smart W. MN 94, 839, 1934.
96. Smith S. Aph. J. 76, 287, 1932.
97. Stebbins J. Aph. J. 114, 544, 1951.
98. Stebbins J., Huffer C. Publ. Washb. Obs. 15, Part, 5, 1934.
99. Stebbins J., Huffer C., Whitford A. Aph. J. 91, 20, 1940.
100. Stebbins J., Whitford A. Aph. J. 94, 215, 1941.
101. " " Aph. J. 98, 20, 1943.
102. " " Aph. J. 102, 318, 1945.
103. Stebbins J., Whitford A., Johnson H. Aph. J. 112, 469, 1950.
104. Steinke E. Zs. f Ph. 38, 378, 1926.
105. Ayssotsky A., Williams E. AJ. 53, 84, 1948.
106. Whitford A. Aph. J. 76, 216, 1932.
107. " Aph. J. 107, 102, 1947.
108. Whitford A., Stebbins J. PAAS 8, 228, 1939.
109. Wilkens H. Mitteil. Breslau 4, 1, 1937.
110. Williams E. Aph. J. 83, 279, 1936.
111. Handbuch der Astrophysik II, Erster Teil, 1929.
112. Handbuch der Experimentalphysik 26, 1937.

#### ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

113. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии, 1946, стр. 196.
114. Bok B. The distribution of the Stars in Space, 74, 1937.
115. Elvey C., Roach. Aph. J. 85, 213, 1931.
116. Henney L., Greenstein J. Aph. J. 93, 70, 1941.
117. Kreiken E. Zs. f Aph. 12, 340, 1936; 17, 170, 1939.
118. Lundmark K., Melotte. Uppsala Medd. N 12, 1926; N 30, 1927.
119. Morgan W. Aph. J. 87, 460, 1938.

B8 — B9 სპექტრული ტიპების ვარსკვლავთ ფოტოელექტრიული  
ფერიტი ემისიონების ფუნდამენტური კატალოგის აგების ცდა

3. ნიკონოვი

(რეზუმე)

ელექტროკოლორიმეტრიის გამოყენებას ვარსკვლავთ ასტრონომიაში დი-  
დი პერსპექტივა აქვს მზის მახლობელ უბნებში განლაგებული ვარსკვლავთ-  
შორისი მატერიის მიერ სინათლის შერჩევითი შთანთქმის შესწავლის დარგში.  
სწორედ ამ უბნებში, სადაც შთანთქმის ეფექტი მეტად მცირეა, შესაძლებე-  
ლია და მიზანშეწონილი ფოტოელექტრიული მეთოდის მაღალი სიზუსტის  
ქველა უპირატესობის გამოყენება.

ამ მეთოდის გამოყენება მოითხოვს შერჩევითი შთანთქმის განსაზღვრელი ყველა სიდიდის (ფერიანი ექვივალენტების, ვარსკვლავთ კეშმარიტი ფერებისა და აბსოლუტური სიდიდეების) სათანადოდ მაღალი სიზუსტით განსაზღვრას.

მეთოდური თვალსაზრისით, მოცემული პრობლემა ორად იყოფა: ფოტომეტრიულ და სპექტრულ ნაწილად. პირველი მოიცავს ვარსკვლავთა ისეთი ფერიანი ექვივალენტების განსაზღვრას, რომლებიც განთავისუფლებულია დედამიწის ატმოსფეროს გავლენისაგან, მაგრამ დამძიმებულია ვარსკვლავთშორისეთში შთანთქმის ეფექტით. მეორე — ვარსკვლავთშორისეთში შთანთქმის გავლენისაგან თავისუფალი, კუშმარიტი ფერებისა და აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრას.

ფოტოელექტრიული ფერიანი ექვივალენტების არსებული კატალოგები, რომლებიც უცხოეთის ასტრონომებს ეკუთვნით [98, 99, 100, 102, 68, 49, 50, 48, 58, 59, 67, 91, 57] არ აკმაყოფილებენ იმ მოთხოვნებს, რომლებიც ამჟამად ისმის ამგვარი კატალოგების წინაშე. ამ კატალოგების უმრავლესობა ემყარება დედამიწის ატმოსფეროში სინათლის შესუსტების საშუალო მნიშვნელობათა გამოყენებას და ხშირად არ ითვალისწინებს ამ შესუსტების შერჩევითობის ფაქტებს. ესა და სხვა გარემოებანი არ უზრუნველყოფენ დამზერათა შედეგების ნორმულ ფოტოელექტრიულ სიზუსტეს და ამავე დროს მათ სისტემატური ცდომილებანი შემოაქვთ განსაზღვრებში.

კიდევ უფრო ნაკლებად დამაკმაყოფილებელია კეშმარიტი ფერიანი ექვივალენტებისა და აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრის მდგომარეობა.

წინამდებარე გამოკვლევა მიედრება პრობლემის პირველი — ფოტომეტრიული — ნაწილის ამოხსნას. ავტორის მიზანია ააგოს ვარსკვლავთ ფოტოელექტრიული ფერიანი ექვივალენტების რაც შეიძლება ზუსტი „ფუნდამენტური“ კატალოგი. ფუნდამენტური ფოტომეტრიული კატალოგის ქვეშ იგულისხმება კატალოგი ვარსკვლავთ ისეთი ფერიანი ექვივალენტებისა ან სიკაშკაშეებისა, რომლებიც მიყვანილია დედამიწის ატმოსფეროს გარე საზღვარზე სინათლის შესუსტების იმ მყისიერ მნიშვნელობათა საფუძველზე, რომლებიც უშუალოდ მიიღება დამზერებიდან.

ჩვენი აპარატურის შეღწევადობის მიხედვით, შემოვიფარგლეთ 7.5 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავებით. სპექტრული ტიპები B8 და B9 არჩეული იყო გალაქტიკის მზის მახლობელი სივრცეების შესწავლის ამოცანების შესაბამისად. ამოცანის შესაბამისადვე იყო შერჩეული ცის გამოსაკვლევი ზოლები გალაქტიკური განედების მიხედვით.

მოცემული გამოკვლევის მეთოდური მხარე გადმოცემულია დაწვრილებით, მეტადრე იმ ნაწილში, რომელიც შეეხება დედამიწის ატმოსფეროს მიერ სინათლის შესუსტების აღრიცხვას. ეს საკითხი უაღრესად მნიშვნელოვანია მოცემული პრობლემისათვის.

ნაშრომის პირველ თავში აღწერილია გამოყენებული აპარატურა და განსაკუთრებით ელექტროფოტომეტრი, რომელიც პირველად საბჭოთა კავშირში აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში იყო გამოყენებულ-

ლი, ჯერ როგორც დამზერის ახალი მეთოდის დანერგვის ცდა, შემდგომ კი — დიდი საკატალოგო სამუშაოს შესრულების წესით.

მეორე თავში აღწერილია დამზერათა წესი და სიზუსტე.

მესამე თავი მიეძღვნება გარეატმოსფერული ფერიტი ექვივალენტების მიღების მეთოდს. აქ მოცემულია არსებული სარედუქციო ხერხების კრიტიკა და ავტორის მიერ დამუშავებული და დანერგილი ახალი მეთოდი რედუქციებისა.

მეოთხე თავში გადმოცემულია სხვადასხვა პირობებში განსაზღვრული ფერიტი ექვივალენტების ერთ სისტემაზე მიყვანის წესი.

მეხუთე თავი მოიცავს 1048 ვარსკვლავის გარეატმოსფერული ფერიტი ექვივალენტების კატალოგს, რომელიც ავტორმა შეადგენა, და მის შედარებას სხვა მონაცემებთან.

მექექსე თავში გაშუქებულია ვარსკვლავთ ფერიტი სიჭარბეების განსაზღვრისა და სიზუსტის საკითხები.

დაბოლოს, მეშვიდე თავში, კატალოგის მონაცემთა საფუძველზე შესწავლილია სინათლის შერჩევითი შესუსტება გალაქტიკურ ზოლში (გამზნევი ნივთიერების განაწილების საერთო სურათი) და ფერის სიჭარბეთა და ირმის ნახტომის სიკაშკაშის შორის კავშირი.

მარტი, 1952.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	стр. 3
Глава первая. Аппаратура	
§ 1. Общая схема электрофотометрической установки . . . . .	7
§ 2. Выбор фотоэлемента . . . . .	10
§ 3. Измерительная схема . . . . .	19
§ 4. Основная оптическая схема электрофотометра . . . . .	36
§ 5. Фотометрический стандарт . . . . .	37
§ 6. Механическое оформление электрофотометра . . . . .	40
§ 7. Исследование фотоэлемента . . . . .	44
§ 8. Исследование электрофотометра . . . . .	53
Глава вторая. Получение наблюдаемых цветовых эквивалентов	
§ 1. Техника наблюдений . . . . .	79
§ 2. Точность непосредственных наблюдений . . . . .	82
Глава третья. Получение внеатмосферных цветовых эквивалентов	
§ 1. Основные уравнения . . . . .	84
§ 2. Распределение энергии в спектрах звезд ранних типов . . . . .	85
§ 3. Эффект Форбса . . . . .	92
§ 4. Ошибки, вносимые при использовании средних факторов ослабления . . . . .	98
§ 5. Метод стандартной звезды . . . . .	99
§ 6. Учет ослабления света в работах по электроколориметрии . . . . .	100
§ 7. Методика редукций за избирательное ослабление света, принятая в настоящей работе . . . . .	108
§ 8. Зависимость фактора избирательного ослабления от цвета звезд . . . . .	128
§ 9. Техника редукций за избирательное ослабление света в земной атмосфере . . . . .	133
§ 10. Учет избирательного ослабления света в атмосфере, выполненный в настоящей работе . . . . .	135
Глава четвертая. Приведение внеатмосферных цветовых эквивалентов к одной системе	
§ 1. Основные соотношения . . . . .	141
§ 2. Различные периоды наблюдений и их редукция к основной, фундаментальной системе . . . . .	142
§ 3. Веса редуцированных цветовых эквивалентов . . . . .	148
§ 4. Вопросы общего планирования работы и составления текущих программ наблюдений . . . . .	149
Глава пятая. Каталог фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд спектральных типов В8 — В9	
§ 1. Внеатмосферные цветовые эквиваленты 1047 звезд . . . . .	153
§ 2. Сравнение с электроколориметрическими каталогами Стеббинса, Хаффера и Уитфорда . . . . .	186
§ 3. Сравнение с международной системой показателей цвета . . . . .	191
§ 4. Зависимость цветовых эквивалентов от спектра . . . . .	192
§ 5. Сравнение точностей электроколориметрических каталогов . . . . .	193

	стр.
<b>Глава шестая. Избытки цвета звезд</b>	
§ 1. Некоторые предварительные замечания . . . . .	196
§ 2. Нормальные цветовые эквиваленты звезд спектральных типов B <sub>5</sub> —A0 . . . . .	197
§ 3. Эффект абсолютной величины . . . . .	204
§ 4. Точность избытков цвета . . . . .	207
<b>Глава седьмая. Некоторые предварительные применения каталога</b>	
§ 1. Общее распределение избирательно поглощающей материи в Галактике . . . . .	209
§ 2. О соотношении между избытками цвета звезд и яркостью Млечного Пути . . . . .	220
<b>Литература . . . . .</b>	<b>227</b>
<b>B8 — B9 სპექტრული ტიპების ვარსკვლავთ ფოტოელექტრიული ფერიითი ექვივალენტების ფუნდამენტური კატალოგის აგების ცდა (რეზუმე) . . . . .</b>	<b>229</b>

Напечатано по постановлению  
Ред.-Изд. Совета АН Грузинской ССР

---

Редактор Е. К. Харадзе

Техн. редактор А. Р. Тогуа

Корректор Д. С. Бақрадзе

Выпускающий Н. М. Авалиани

Сдано в произв. 11.6.53 г.

Подписано к печати 25.9.53 г.

Формат бумаги 70×108 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Бумажн. л. 7,75. Печатных л. 20,0.

Авторских 17,84. Уч. издат. л. 18,62.

Зак. № 873. УЭ 01609. Тираж 500.

Цена 13 р.

Переп. 1 р.

---

14 р.

---

Типография Изд-ва АН Грузинской ССР  
Тбилиси, ул. А. Церетели, № 3/5.



ფასი 13 მან.

ყდბ 1 მან.

---

14 მან.